

# Elektronenstrahl–Diagnostik zur Bestimmung vom transversalen Profil intensiver Ionenstrahlen

**Electron Beam Based Transversal Profile Measurements of Intense Ion Beams**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von M.Sc. Said El Moussati aus Nador (Marokko)

Tag der Einreichung: 09. Juli 2014, Tag der Prüfung: 03. November 2014

November 2014 — Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Oliver Boine–Frankenheim



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik  
AG Strahlen– und Kernphysik



Elektronenstrahl–Diagnostik zur Bestimmung vom transversalen Profil intensiver Ionenstrahlen  
Electron Beam Based Transversal Profile Measurements of Intense Ion Beams

Genehmigte Dissertation von M.Sc. Said El Moussati aus Nador (Marokko)

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann
2. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Oliver Boine–Frankenheim

Tag der Einreichung: 09. Juli 2014

Tag der Prüfung: 03. November 2014

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-42370

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/4237>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

---

إن الله يحب إذا عمل أحدكم عملاً أن يتقنه

Allah mag, wenn jemand seine Arbeit meistert

---





---

# Zusammenfassung

Zur Bestimmung des transversalen Profils eines intensiven Ionenstrahls wurde im Rahmen dieser Arbeit eine nichtinvasive Diagnostikmethode entwickelt und sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Diese Methode basiert auf der Ablenkung der Elektronen im elektromagnetischen Feld eines Ionenstrahls. Dazu wird ein Elektronenstrahl eingesetzt, dessen transversales Profil für solche Messungen angepasst wurde. Dies unterscheidet diese Methode von ähnlichen Messverfahren bei denen ein dünner Strahl zur Abtastung des elektromagnetischen Feldes eingesetzt wird [Roy et al. 2005; Blokland 2010]. Die in der vorliegenden Arbeit dargestellte Diagnostikmethode soll in Zukunft „Electron–Beam–Imaging“ (EBI) genannt werden.

Als Erstes wurde der Einfluss des elektromagnetischen Feldes des Ionenstrahls auf die Elektronen theoretisch analysiert. Es wurde festgestellt, dass das magnetische Feld eine Verschiebung der Elektronen praktisch nur entlang der Ionenstrahlachse verursacht, während das elektrische Feld eine Verschiebung nur transversal zum Ionenstrahl zur Folge hat. Außerdem ist im nichtrelativistischen Fall der Betrag der magnetischen Kraft wesentlich kleiner als der der elektrischen Kraft und die Elektronen erfahren unter dem Einfluss des magnetischen Feldes lediglich eine Verschiebung nur in der Nähe der Ionenstrahlachse und bewegen sich danach parallel zur ursprünglichen Bahn. Unter dem Einfluss des elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen von der Ionenstrahlachse weg mit einem gewissen Winkel zur ursprünglichen Bahn. Dieser Ablenkungswinkel hängt praktisch nur vom elektrischen Feld des Ionenstrahls ab. Daher wurde zur Entwicklung des theoretischen Modells das magnetische Feld in erster Linie nicht berücksichtigt. Das theoretische Modell liefert hierbei einen Zusammenhang zwischen dem Ablenkungswinkel der Elektronen und der Ladungsverteilung im Querschnitt des Ionenstrahls. Dieses Modell kann aber nur für kleine Ablenkungswinkel angewendet werden. In diesem Fall gibt es eine Beziehung zwischen der Linienladungsdichte des Ionenstrahls und der ursprünglichen kinetischen Energie der Elektronen.

Zum Anwendungsbereich der EBI–Diagnostikmethode und zur Überprüfung des theoretischen Modells wurden numerische Untersuchungen durchgeführt. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Code in der Programmiersprache Python entworfen. Es wurden unterschiedliche Ladungsverteilungen berücksichtigt und die Resultate der Simulationen mit dem theoretischen Modell verglichen. Die numerischen Untersuchungen haben für kleinen Ablenkungswinkeln bis einschließlich 20 mrad eine sehr gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell gezeigt, was den Anwendungsbereich des theoretischen Modells festlegt. Ferner wurde durch die Si-

---

mulationen auch der Einfluss des magnetischen Feldes des Ionenstrahls auf die Elektronen untersucht. Es hat sich gezeigt, dass bei sehr hohen Ionenströmen — ab ungefähr 1 A — die Elektronen eine nicht vernachlässigbare Verschiebung entlang der Ionenstrahlachse erfahren, was bei Experimenten mit intensiven Ionenstrahlen zu berücksichtigen ist. Unabhängig von ihrem Offset erfahren die Elektronen unter dem Einfluss des magnetischen Feldes in etwa die gleiche Verschiebung. An einem Offset von 10 mm beträgt die Abweichung verglichen mit der Verschiebung auf der Ionenstrahlachse nur weniger als 3 %.

Für die experimentellen Untersuchungen der EBI-Diagnostikmethode wurde zuerst ein Offline-Experiment entwickelt. Dabei wurde mithilfe elektrostatisch geladener Drähte das Feld des Ionenstrahls simuliert. Im Falle eines einzigen Drahtes stimmen die experimentellen Ergebnisse mit dem theoretischen Modell für kleine Ablenkungswinkel bis einschließlich 20 mrad sehr gut überein. Dies bestätigt die Resultate der numerischen Untersuchungen. Um den Innenbereich des Ionenstrahls zu simulieren, wurde mehrere parallele Drähte in einer Ebene gespannt, die senkrecht zum Elektronenstrahl stand. Die Elektronen konnten sich durch die Zwischenräume bewegen. Die Resultate dieses Experiments haben quantitativ die Vorhersage des theoretischen Modells bestätigt, dass die Ableitung des Ablenkungswinkels nach dem Offset proportional zur Ladungsverteilung im Querschnitt des Ionenstrahls ist. Quantitativ sind allerdings Abweichungen vom theoretischen Modell zu beobachten, die sich durch die ungenaue Modellierung der Ladungsverteilung im Ionenstrahl durch die Drähte erklären lässt.

Der erste Einsatz der EBI-Diagnostikmethode erfolgte in Zusammenarbeit mit der Gruppe von Professor Ulrich Ratzinger am FRANZ-Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt am Main mit niederenergetischen Dauerstrich-Ionenstrahlen —  $^4\text{He}^+$  bei 13,5 keV und einem Strom von ungefähr 1 mA. Mithilfe dieser Diagnostikmethode wurde die transversale Ladungsverteilung des Ionenstrahls bestimmt. Der maximale Ablenkungswinkel der Elektronen betrug etwa 1/3 des theoretisch vorhergesagten. Durch den Einsatz des Elektronenfilters, welcher sich in der Ionenstrahlführung vor der Diagnostikkammer befindet, wurde ein Anstieg des Ablenkungswinkels festgestellt. Dies lässt vermuten, dass der Zusammenstoß der Ionen mit Atomen oder Molekülen im Restgas so viele Elektronen freisetzt, dass ihr Einfluss auf das elektrostatische Feld des Ionenstrahls nicht zu vernachlässigen ist. Diese Tatsache ist in der Zukunft noch genauer zu untersuchen.

---

---

# Abstract

A non-invasive diagnostic method for the experimental determination of the transverse profile of an intense ion beam has been developed and investigated theoretically as well as experimentally within the framework of the present work. The method is based on the deflection of electrons when passing the electromagnetic field of an ion beam. To achieve this an electron beam is employed with a specifically prepared transversal profile. This distinguishes this method from similar ones which use thin electron beams for scanning the electromagnetic field [Roy et al. 2005; Blokland 2010]. The diagnostic method presented in this work will be subsequently called "Electron-Beam-Imaging" (EBI).

First of all the influence of the electromagnetic field of the ion beam on the electrons has been theoretically analyzed. It was found that the magnetic field causes only a shift of the electrons along the ion beam axis, while the electric field only causes a shift in a plane transverse to the ion beam. Moreover, in the non-relativistic case the magnetic force is significantly smaller than the Coulomb one and the electrons suffer due to the magnetic field just a shift and continue to move parallel to their initial trajectory. Under the influence of the electric field, the electrons move away from the ion beam axis, their resulting trajectory shows a specific angle compared to the original direction. This deflection angle practically depends just on the electric field of the ion beam. Thus the magnetic field has been neglected when analysing the experimental data. The theoretical model provides a relationship between the deflection angle of the electrons and the charge distribution in the cross section of the ion beam. The model however only can be applied for small deflection angles. This implies a relationship between the line-charge density of the ion beam and the initial kinetic energy of the electrons.

Numerical investigations have been carried out to clarify the application range of the EBI diagnostic method and to benchmark the theoretical model. To achieve this goal a code has been developed in the programming language Python. Different charge distributions were considered and the simulation results have been compared with the theoretical model. The numerical investigations have shown a very good agreement with the theoretical model for deflection angles up to 20 mrad. This value defines the limit for the applicability of the theoretical model. Moreover, the magnetic field of the ion beam has also been taken into account in the simulations. The results show that at high ion beam currents — starting at about 1 A — the electrons experience a non-negligible displacement along the ion beam axis, which has to be taken into consideration in experiments with intense heavy ion beams. The electrons suffer practically the

---

same displacement under the influence of the magnetic field, regardless of their offset. At an offset of 10 mm the deviation from the shift at the ion beam axis is less than 3 %.

For the experimental investigations of the EBI diagnostic method an offline experiment had been set up at the HHT experimental area at GSI in Darmstadt. The Coulomb field of the ion beam had been simulated by electrostatically charged wires. In case of a single wire, the experimental results are in good agreement with the theoretical model for deflection angles up to 20 mrad. This confirms the results of the numerical studies. To simulate the field within an ion beam, several wires have been clamped parallel to each other within a plane perpendicular to the electron beam. The electrons thus could pass through the spaces between the wires. The results of this experiments have quantitatively confirmed the prediction of the theoretical model that the derivative of the deflection angle with respect to the offset is proportional to the charge distribution in the cross section of the ion beam. Quantitatively, however, deviations from the theoretical model have been observed, which can be explained by the imprecise modelling of the charge distribution of an ion beam by the charged wires.

The EBI diagnostic method has been applied for the first time in collaboration with the group of Professor Ulrich Ratzinger at the FRANZ accelerator at the Goethe University Frankfurt am Main for low-energy, DC ion beams —  $^4\text{He}^+$  at 13.5 keV and a current of approximately 1 mA. The transverse charge distribution of these beams has been successfully determined by this diagnostic method. However the maximum deflection angle of the electrons was nearly 1/3 of the one predicted by the theoretical model. When employing an electron filter located along the ion beam line before the diagnostic chamber an increase of the deflection angle was observed. This suggests that electrons are generated by collisions of ions with background gas in such an amount, that they strongly influence the electrostatic field of the ion beam. This fact has to be more closely investigated in the future.

---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Funktionsprinzip der „Electron Beam Imaging“-Diagnostikmethode . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Theoretische Analyse</b>	<b>9</b>
2.1	Das elektromagnetische Feld eines Ionenstrahls . . . . .	9
2.1.1	Das elektrische Feld eines Ionenstrahls . . . . .	9
2.1.2	Das magnetische Feld eines Ionenstrahls . . . . .	11
2.1.3	Elektronen im EM-Feld eines Ionenstrahls . . . . .	12
2.2	Mathematisches Modell . . . . .	15
2.2.1	Ablenkungswinkel eines Elektrons im elektrischen Feld eines Ionenstrahls . . . . .	15
2.2.2	Ablenkungswinkel der Elektronen im Fall $ y  \geq R$ . . . . .	19
2.2.3	Ablenkungswinkel der Elektronen im Fall $ y  < R$ . . . . .	20
2.2.4	Bestimmung des transversalen Profils von Ionenstrahlen . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Numerische Untersuchungen</b>	<b>25</b>
3.1	Algorithmus . . . . .	25
3.2	Resultate der Simulationen . . . . .	27
3.2.1	Überprüfung des theoretischen Modells . . . . .	27
3.2.1.1	Homogene Ladungsverteilung . . . . .	27
3.2.1.2	Gaußsche Ladungsverteilung . . . . .	29
3.2.1.3	Vergleich Ladungsverteilungen von Ionenstrahlen . . . . .	30
3.2.2	Einfluss des magnetischen Feldes auf die Elektronen . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Offline-Experiment</b>	<b>37</b>
4.1	Die Beschleunigeranlagen der GSI/FAIR . . . . .	37
4.2	Der Hochtemperaturmessplatz (HHT) . . . . .	40
4.3	Aufbau des Offline-Experiments . . . . .	42
4.3.1	Elektronenstrahlssystem . . . . .	43
4.3.1.1	Erzeugung und Beschleunigung von Elektronen . . . . .	43
4.3.1.2	Bündelung der Elektronenstrahlen durch elektrostatische Linsen . . . . .	45
4.3.2	Ausrichtung der Elektronenstrahlen . . . . .	46

4.3.3	Erzeugung der Elektronenstrahlen mit linienförmigem transversalem Profil	46
4.4	Resultate und Auswertungen	48
4.4.1	Simulation des elektrostatischen Feldes außerhalb eines Ionenstrahls	48
4.4.1.1	Untersuchung mit einem zylindersymmetrischen Elektronenstrahl	48
4.4.1.2	Untersuchung mit linienförmigem transversalem Profil eines Elektronenstrahls	50
4.4.2	Simulation des elektrostatischen Feldes innerhalb eines Ionenstrahls	53
4.4.2.1	Zwei elektrisch aufgeladene Drähte	54
4.4.2.2	Acht elektrisch aufgeladene Drähte	57
<b>5</b>	<b>Experimente mit Ionenstrahlen</b>	<b>61</b>
5.1	Die Beschleunigeranlage FRANZ	61
5.2	Aufbau des Experiments am FRANZ–Beschleuniger	62
5.2.1	Ionenstrahlssystem	64
5.2.1.1	Ionenquelle	64
5.2.1.2	Fokussierung und Transport der Ionenstrahlen	65
5.2.2	Elektronenstrahlssystem	66
5.2.2.1	Erzeugung und Ausrichtung der Elektronenstrahlen	66
5.2.2.2	Detektion der Elektronenstrahlen	67
5.3	Resultate und Auswertungen	71
<b>6</b>	<b>Schlussfolgerung und Ausblick</b>	<b>75</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>81</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>84</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>87</b>

---

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung des Experimentaufbaus . . . . .	3
1.2	Funktionsweise der magnetischen Linse . . . . .	4
1.3	Funktionsprinzip der EBI-Diagnostikmethode . . . . .	5
1.4	Resultat eines Experiments . . . . .	7
2.1	E-Feld eines Ionenstrahls . . . . .	10
2.2	M-Feld eines Ionenstrahls . . . . .	12
2.3	Skizze für das EM-Feld eines Ionenstrahls . . . . .	13
2.4	Elektron im EM-Feld eines Ionenstrahls . . . . .	14
2.5	Bewegung eines Elektrons quer durch den Ionenstrahl . . . . .	15
2.6	Ablenkungswinkel der Elektronen außerhalb des Ionenstrahls . . . . .	20
2.7	Bewegung eines Elektrons im Querschnitt eines Ionenstrahls . . . . .	21
2.8	Skizze zur Abel-Transformation . . . . .	22
3.1	Algorithmus . . . . .	26
3.2	Ablenkungswinkel bei homogener Ladungsverteilung . . . . .	28
3.3	Ablenkungswinkel bei Gaußscher Ladungsverteilung . . . . .	29
3.4	Vergleich des Ablenkungswinkels bei unterschiedlichen Ladungsverteilungen . . . . .	31
3.5	Verschiebung der Elektronen entlang der z-Achse . . . . .	32
3.6	Elektronen im Szintillator bei Ionenstrom von 0,1 A und von 1 A . . . . .	33
3.7	Elektronen im Szintillator bei Ionenstrom von 10 A . . . . .	35
4.1	Die Beschleunigeranlagen der GSI . . . . .	38
4.2	Die Beschleunigeranlagen der FAIR . . . . .	39
4.3	Der Hochtemperaturmessplatz (HHT) . . . . .	40
4.4	Experimente am HHT-Messplatz . . . . .	41
4.5	Aufbau des Offline-Experiments . . . . .	42
4.6	Bild der Kathodenstrahlröhre . . . . .	44
4.7	Schema der Kathodenstrahlröhre . . . . .	45
4.8	Bündelung des Elektronenstrahls durch elektrostatischen Linsen . . . . .	46
4.9	Magnetische Linse zur Erzeugung vom linienförmigen Profil . . . . .	47
4.10	Aufnahmen bei kreisförmigem Elektronenstrahl . . . . .	48

4.11 Änderung des Elektronenstrahlprofils . . . . .	49
4.12 Aufnahmen beim einem elektrisch aufgeladenen Draht . . . . .	50
4.13 Ablenkungswinkel bei einem elektrisch aufgeladenen Draht . . . . .	52
4.14 Skizze zum Simulieren vom Ionenstrahl . . . . .	53
4.15 Aufnahmen bei zwei elektrisch aufgeladenen Drähten . . . . .	55
4.16 Ablenkungswinkel bei zwei elektrisch aufgeladenen Drähten . . . . .	56
4.17 Aufnahmen bei acht elektrisch aufgeladenen Drähten . . . . .	57
4.18 Ablenkungswinkel bei acht elektrisch aufgeladenen Drähten . . . . .	58
5.1 FRANZ–Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt . . . . .	61
5.2 Skizze des Experimentaufbaus an der Beschleunigeranlage FRANZ . . . . .	63
5.3 Ionenquelle der Beschleunigeranlage FRANZ . . . . .	64
5.4 Elektronenstrahlssystem an der Beschleunigeranlage FRANZ . . . . .	66
5.5 Abschirmung des magnetischen Feldes der Solenoiden . . . . .	67
5.6 Detektorsystem für die Elektronenstrahlen am FRANZ–Beschleuniger . . . . .	68
5.7 Emissionsspektrum des Plastik–Szintillators (EJ–212) . . . . .	69
5.8 Funktionsprinzip der Kamera (DiCAM Pro) . . . . .	70
5.9 Aufnahmen beim Experiment an der Beschleunigeranlage FRANZ . . . . .	71
5.10 Ablenkungswinkel . . . . .	72
5.11 Das rekonstruierte Profil des Helium–Strahls . . . . .	73
5.12 Ablenkungswinkel beim Einsetzen vom Elektronenfilter . . . . .	74



---

# Tabellenverzeichnis

3.1	Kleinstmögliche anwendbare Elektronenenergie für $^{238}\text{U}^{+28}$ bei unterschiedlichen Parametern . . . . .	30
4.1	Ionenstrahlintensität verschiedener Ionensorten und Parameter eines Uran-Strahls bei der GSI und FAIR . . . . .	39
5.1	Charakteristische Eigenschaften des Plastik-Szintillators (EJ-212) . . . . .	69



---

# Verwendete Abkürzungen

<b>AGeV</b>	GeV pro Nukleon
<b>AMeV</b>	MeV pro Nukleon
<b>a.u.</b>	<u>a</u> rbitrary <u>u</u> nit = beliebige Einheit
<b>BIF</b>	<u>B</u> eam- <u>I</u> nduced- <u>F</u> luorescence
<b>CCD</b>	<u>C</u> harge <u>C</u> oupled <u>D</u> evice = ladungsgekoppeltes Bauteil
<b>EBI</b>	<u>E</u> lectron <u>B</u> eam <u>I</u> maging
<b>EBS</b>	<u>E</u> lectron <u>B</u> eam <u>S</u> canning
<b>EOS</b>	<u>E</u> quation <u>O</u> f <u>S</u> tate = Zustandsgleichung
<b>ESR</b>	<u>E</u> xperimentier <u>S</u> peicher <u>R</u> ing
<b>FAIR</b>	<u>F</u> acility for <u>A</u> ntiproton and <u>I</u> on <u>R</u> esearch
<b>FRANZ</b>	<u>F</u> RAnkfurter- <u>N</u> eutronen- <u>Q</u> uelle am Stern- <u>G</u> erlach- <u>Z</u> entrum
<b>FWHM</b>	<u>F</u> ull <u>W</u> idth at <u>H</u> alf <u>M</u> aximum = Halbwertsbreite
<b>GSI</b>	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
<b>HEDP</b>	<u>H</u> igh <u>E</u> nergy <u>D</u> ensity <u>P</u> hysics
<b>HHT</b>	<u>H</u> och <u>H</u> Temperatur-Messplatz
<b>HLI</b>	<u>H</u> och <u>L</u> adungs <u>I</u> njektor
<b>HSI</b>	<u>H</u> och <u>S</u> trom <u>I</u> njektor
<b>LCD</b>	<u>L</u> iquid <u>C</u> rystal <u>D</u> isplay = Flüssigkristallbildschirm
<b>LEBT</b>	<u>L</u> ow <u>E</u> nergy <u>B</u> eam <u>T</u> ransport
<b>nhelix</b>	<u>N</u> anosekunden <u>H</u> och- <u>E</u> nergie <u>L</u> aser für <u>I</u> onen <u>E</u> Xperimente
<b>QD</b>	<u>Q</u> uadrupol- <u>D</u> uplet
<b>QT</b>	<u>Q</u> uadrupol- <u>T</u> riplet

---

**Phelix**    Petawatt Hoch-Energie Laser für Ionen EXperimente

**RCT**      Resonant Current Transformer

**RFQ**      Radio Frequency Quadrupol

**SIS**      SchwerIonenSynchrotron

**TUD**      Technische Universität Darmstadt

**UNILAC**   UNIversal Linear ACcelerator

**WDM**      Warm Dense Matter

---

# 1 Einleitung

---

## 1.1 Motivation

---

Die Wechselwirkungen zwischen Schwerionen und Materie und die Eigenschaften von Materie unter extremen Temperatur- und Druckbedingungen, wie sie durch intensive, stark fokussierte Schwerionenstrahlen erzeugt werden, sind das Hauptforschungsgebiet der Plasmaphysikabteilung am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH [GSI] in Darmstadt. Dafür gibt es zwei unterschiedliche Messplätze, an denen verschiedene Experimente durchgeführt werden.

Am Z6-Messplatz, wo die Ionenstrahlen nach dem Linearbeschleuniger UNILAC — Energie im Bereich 1,4 – 20 AMeV — zur Verfügung stehen, werden die mikroskopischen Aspekte der Wechselwirkung schwerer Ionen mit unterschiedlichen Plasmen oder kalter Materie erforscht. Diese Plasmen werden mittels verschiedener Techniken erzeugt: durch die Bestrahlung von Folien mit intensiver Lasersystemen geliefert von den nhelix<sup>1</sup>- und Phelix<sup>2</sup>-Lasersystem [Frank et al. 2010], in so genannten „Spreng-Experimenten“ durch die Zündung hochexplosiver Materialien [Weyrich et al. 2006] oder mithilfe von elektrischen Gasentladungen [Hoffmann et al. 2005].

Am Hochtemperaturmessplatz HHT, wo die Ionenstrahlen nach dem Schwerionensynchrotron SIS-18 ( $B\rho = 18\text{ Tm}$ ) zur Verfügung stehen, werden gepulste, hochenergetische, relativistische Schwerionenstrahlen zur schnellen, quasi-isochoren Heizung der Materie eingesetzt. Dabei haben die Ionenstrahlen eine Energie von bis zu einigen hundert AMeV, eine Intensität von bis zu  $10^{10}$  Teilchen innerhalb von 100 – 1000 ns. Die Untersuchung der Eigenschaften der dadurch erzeugten Materiezustände, besonders der thermodynamischen Zustandsgleichung (EOS = Equation Of State) [Kozyreva 2003; Ni 2006; Hug 2011] und der elektrischen Leitfähigkeit [Udrea 2004; Ling 2011] bildet den Schwerpunkt der experimentellen Arbeiten an diesem Messplatz. Außerdem werden dort die Stoßwellen [Menzel 2006; Cihodariu-Ionita 2012], welche vom expandierenden Targets in der Umgebung hervorgerufen werden, untersucht.

Für alle am HHT-Messplatz durchgeführten experimentellen Forschungsarbeiten ist eine genaue Kenntnis der Parameter der eingesetzten, gepulsten Schwerionenstrahlen von sehr großer

---

<sup>1</sup> nhelix: Nanosecond High Energy Laser for Ion beam eXperiments

<sup>2</sup> Phelix: Petawatt High Energy Laser for heavy Ion eXperiments

---

Bedeutung. Der zeitliche Verlauf und die Anzahl der Teilchen werden für jeden Schwerionenpuls mithilfe von schnellen beziehungsweise integrierenden Strahltransformatoren mit großer Präzision gemessen [Reeg 1986; DIPAC 2001]. Eine besondere Herausforderung ist aber die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt in dem Bereich des Brennpunktes, wo die Wechselwirkung mit den eingesetzten Targets stattfindet. Klassische Messmethoden, wie der Einsatz von Festkörperszintillatoren, können nicht angewendet werden, weil die Szintillatoren durch den intensiven Schwerionenstrahl einerseits nach wenigen Schüssen zerstört werden, andererseits keine lineare Antwort liefern. In den letzten Jahren wurde Gas als Szintillator bei unterschiedlichen Drücken untersucht [Varentsov et al. 2008]. Diese Untersuchungen lieferten vielversprechende Ergebnisse, zeigten aber auch die Einschränkungen der Methode.

Alternativ zu den herkömmlichen invasiven Methoden werden zurzeit bei der GSI unter anderem zwei so genannte „minimal invasive“ Messmethoden zur Strahlprofilbestimmung entwickelt, welche sich sowohl im Beschleunigerbereich als auch im Experimentbereich als besonders aussichtsreich erwiesen haben: Beam-Induced-Fluorescence (BIF) und Electron-Beam-Scanning (EBS).

Die BIF-Methode [Becker 2010] basiert auf der Aufnahme der elektromagnetischen Strahlung im sichtbaren beziehungsweise UV Bereich, welche infolge der Anregung von Restgasatomen oder Restgasmolekülen im Strahlrohr emittiert wird.

Die EBS-Methode [Roy et al. 2005; Blokland 2010] erfordert den Einsatz von Elektronenstrahlen, deren Ablenkung durch das elektromagnetische Feld des Ionenstrahls gemessen werden kann, um somit die Ladungsverteilung im letzteren zu bestimmen.

Während die BIF-Methode in den Abschnitten der Beschleunigeranlagen angewendet werden kann, wo ein ausreichender Gasdruck erlaubt ist, kann die EBS-Methode auch unter besonders strengen Hochvakuumbedingungen angewendet werden, das heißt auch im Bereich des zukünftigen SIS-100/300 Synchrotrons.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung und Entwicklung einer Diagnostikmethode, welche in Zukunft Electron-Beam-Imaging (EBI) genannt wird. Die EBI-Methode unterscheidet sich von der EBS-Methode dadurch, dass bei einer mittels eines einzigen Elektronenstrahls das Profil des Ionenstrahls abgeleitet werden kann und bei der anderen der Elektronenstrahl über den Ionenstrahl gescannt werden muss. Zu diesem Zweck wurde zunächst ein theoretisches Modell entwickelt und ein Code in der Programmiersprache Python zur numerischen Berechnungen entworfen. Durch die numerischen Berechnungen konnte der Anwendungsbereich des theoretischen Modells festgestellt werden. Darüber hinaus wurde zur Untersuchung der EBI-Methode vorab ein Offline-Experiment<sup>3</sup> am HHT-Messplatz aufgebaut. Die Experimente mit

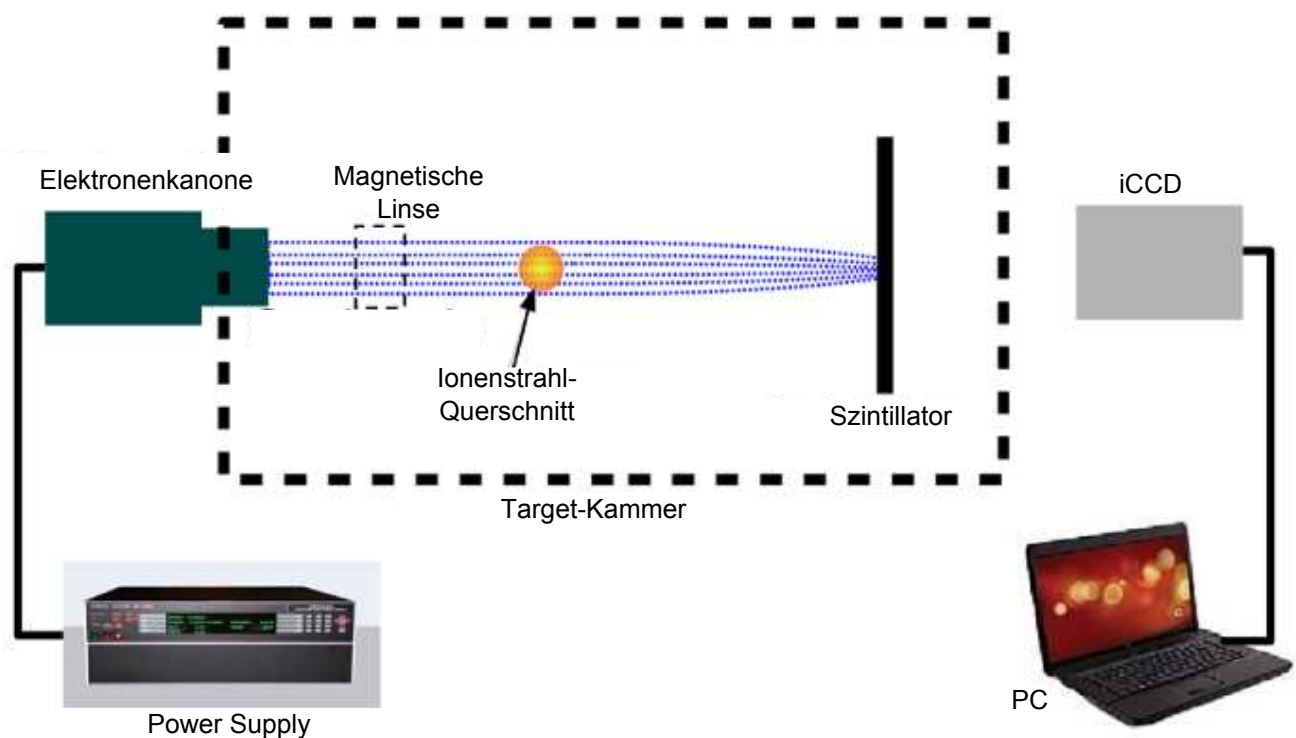
---

<sup>3</sup> Offline-Experiment: Ionenstrahlen werden durch elektrisch aufgeladene Drähte simuliert.

Ionenstrahlen wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe von Professor Ulrich Ratzinger am FRANZ Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt am Main mit niederenergetischen, dauerstrich Ionenstrahlen —  $^4\text{He}^+$  bei 13,5 keV und einem Strom von ungefähr 1 mA — erfolgreich durchgeführt<sup>4</sup>.

## 1.2 Funktionsprinzip der „Electron Beam Imaging“-Diagnostikmethode

Die Abbildung (1.1) zeigt die schematische Darstellung des Experimentaufbaus für die (EBI)-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils eines Ionenstrahls.



**Abbildung 1.1:** Elektronenstrahlssystem emittiert Elektronen mit einer festgelegten Energie senkrecht zum Ionenstrahl. Nach dem Durchlauf quer durch den Ionenstrahl erreichen sie einen Szintillator, der auf der gegenüberliegenden Seite steht. Die Abbildung der Elektronen kann mit einer bildverstärkten Kamera (iCCD) aufgenommen werden.

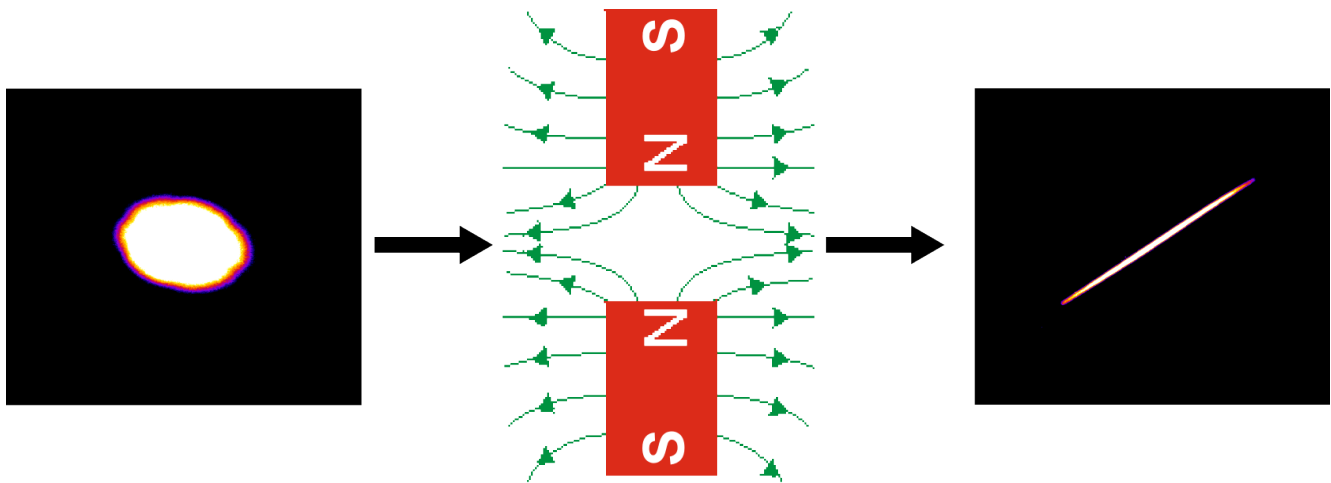
In der Targetkammer bei Hochvakuum — Druck weniger als  $10^{-5}$  mbar — können Elektronen aus einem Elektronenstrahlssystem (Siehe Kapitel 4.3.1) gebündelt mit festgelegter Energie austreten. Der Elektronenstrahl kann mithilfe einer im System integrierten elektrostatischen Linse

<sup>4</sup> Wegen des FAIR-Projektes konnten bei der GSI in den letzten Jahren kaum Ionenstrahlen angeboten werden

entweder fokussiert oder defokussiert werden. Nach dem Durchlauf quer durch den Ionenstrahl treffen die Elektronen auf einen Szintillator, der auf der gegenüberliegenden Seite steht, auf. Die Elektronen deponieren ihre kinetische Energie im Szintillator, der ein Teil dieser in Form von Lichtquanten abstrahlt. Dadurch wird ein Bild erzeugt, das mithilfe einer bildverstärkten Kamera (iCCD) aufgenommen wird.

Die Elektronen werden entsprechend ihrer Offsets zur Ionenstrahlachse unterschiedlich abgelenkt. Die unterschiedlichen Ablenkungswinkel führen dazu, dass das transversale Profil des Elektronenstrahls sich ändert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Vereinfachung des Experimentaufbaus als Erstes versucht, nur durch die Analyse des Elektronenstrahlprofils das Profil des Ionenstrahls zu bestimmen. Sowohl die Tatsache, dass sich die Bahnen der Elektronen wegen der Ablenkung kreuzen, als auch wegen der Lichtstreuung im Szintillator, sind die Änderungen stark nichtlinear. Dies führt zu einer eher ungenauen Bestimmung des Ionenstrahlprofils. Einige Beispiele dazu sind in der Kapitel 4.4.1.1 zu sehen.

Um solche Effekte zu umgehen, wurde eine magnetische Linse, welche im Weiteren Halb-Quadrupol<sup>5</sup> genannt wird, eingebaut. Die Funktionsweise der Linse wird im Kapitel 4.3.3 ausführlich erläutert.



**Abbildung 1.2:** Nach dem Durchlauf durch das Magnetfeld des Halb-Quadrupols bilden die Elektronen ein linienförmiges transversales Profil.

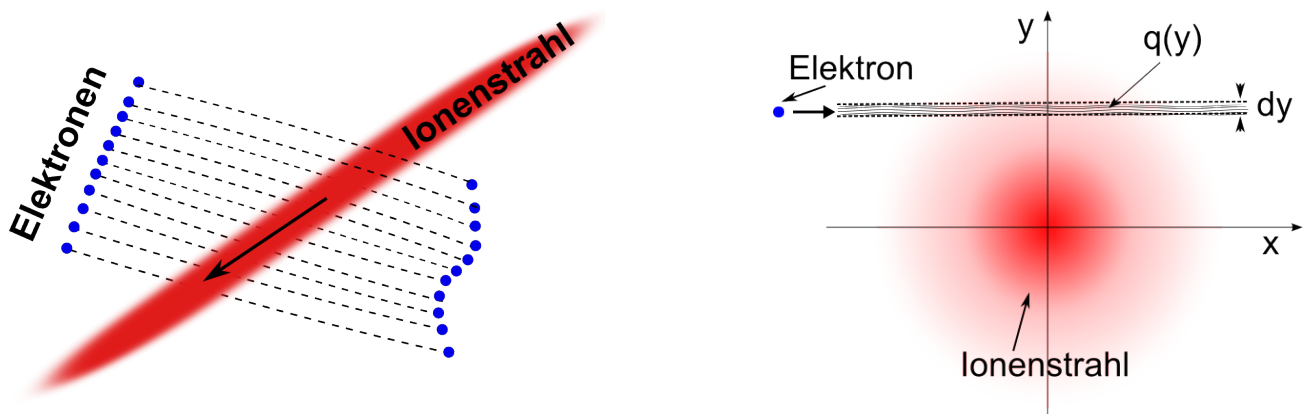
Der Halb-Quadrupol sorgt dafür, dass der Elektronenstrahl ein linienförmiges transversales Profil aufweist, das einen bestimmten Winkel zur Ionenstrahlachse hat, siehe Abbildung 1.2. Die Elektronen bewegen sich allerdings dabei annähernd senkrecht zum Ionenstrahl.

<sup>5</sup> Zwei gleichpolige Spulen stehen gegeneinander — N-N oder S-S. In der Mitte zwischen diesen Spulen laufen Elektronen hindurch.



Der Ionenstrahl erzeugt sowohl ein elektrisches als auch ein magnetisches Feld. Da die magnetischen Feldlinien geschlossene Konturen um die Ionenstrahlachse bilden, wird die Wirkung des Feldes auf die Elektronen, welche senkrecht zum Ionenstrahl verlaufen, sich selbst aufheben. Daher kann das magnetische Feld in guter Näherung vernachlässigt und somit der Ionenstrahl als eine statische Ladungsverteilung betrachtet werden.

Das elektrische Feld des Ionenstrahls verläuft radial<sup>6</sup> weg von der Ionenstrahlachse und so kann es eine Komponente entlang der Flugrichtung des Elektronenstrahls haben und eine Komponente senkrecht dazu. Die erste Komponente trägt nicht zur Ablenkung bei. Dabei werden die Elektronen bei positiven Ionenstrahlen zunächst beschleunigt und nach dem Durchgang durch den Ionenstrahl abgebremst. Die zweite Komponente trägt zur Ablenkung bei, daher werden die Elektronen in Anwesenheit eines Ionenstrahls senkrecht dazu abgelenkt. Die Skizzen in der Abbildung (1.3) schildern das Funktionsprinzip der EBI-Diagnostikmethode.



**Abbildung 1.3:** Elektronen stehen auf einer geraden Linie, welche einen Winkel zur Ionenstrahlachse hat, und laufen senkrecht zum Ionenstrahl hindurch. Nach dem Durchlauf durch den Ionenstrahl werden sie entsprechend ihrer Offsets zur Ionenstrahlachse unterschiedlich abgelenkt und somit eine Kurve auf dem Szintillator bilden.

Die Elektronen, die sich in der Lotebene<sup>7</sup> senkrecht zur Ionenstrahlachse bewegen, werden nicht abgelenkt, weil das elektrische Feld des Ionenstrahls parallel beziehungsweise antiparallel zur Flugrichtung der Elektronen steht. Oberhalb und unterhalb der Lotebene werden die Elektronen durch ein vom Ort abhängiges elektrisches Feld beeinflusst und somit entsprechend ihrer Offsets zur Ionenstrahlachse unterschiedlich angezogen bzw. abgestoßen<sup>8</sup>. Eine gerade Elektronenlinie wird dadurch in der Gegenwart des Ionenstrahls eine Kurve auf dem Szintillator

<sup>6</sup> Die Länge eines Ionenstrahlbunches ist sehr viel größer als sein Durchmesser.

<sup>7</sup> Die Lotebene entspricht der (x,z)–Ebene bei  $y = 0$ .

<sup>8</sup> Bei positiven Ionenstrahlen werden die Elektronen angezogen und bei negativen Ionenstrahlen werden sie abgestoßen

---

bilden. Diese Kurve enthält Informationen über das transversale Profil des Ionenstrahls. Es wird zunächst der Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion vom Offset  $y$  abgeleitet.

Auf dem Szintillator ändert sich die Position der Elektronen nur in vertikaler Richtung. Die Verschiebungsstrecke  $\Delta y$  der Elektronen auf dem Szintillator kann bestimmt werden und somit lässt sich der üblicherweise kleine Ablenkungswinkel dann in guter Näherung durch folgende Formel berechnen:

$$\theta = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (1.1)$$

Dabei ist  $\Delta x$  die Entfernung des Szintillators von der Ionenstrahlachse.

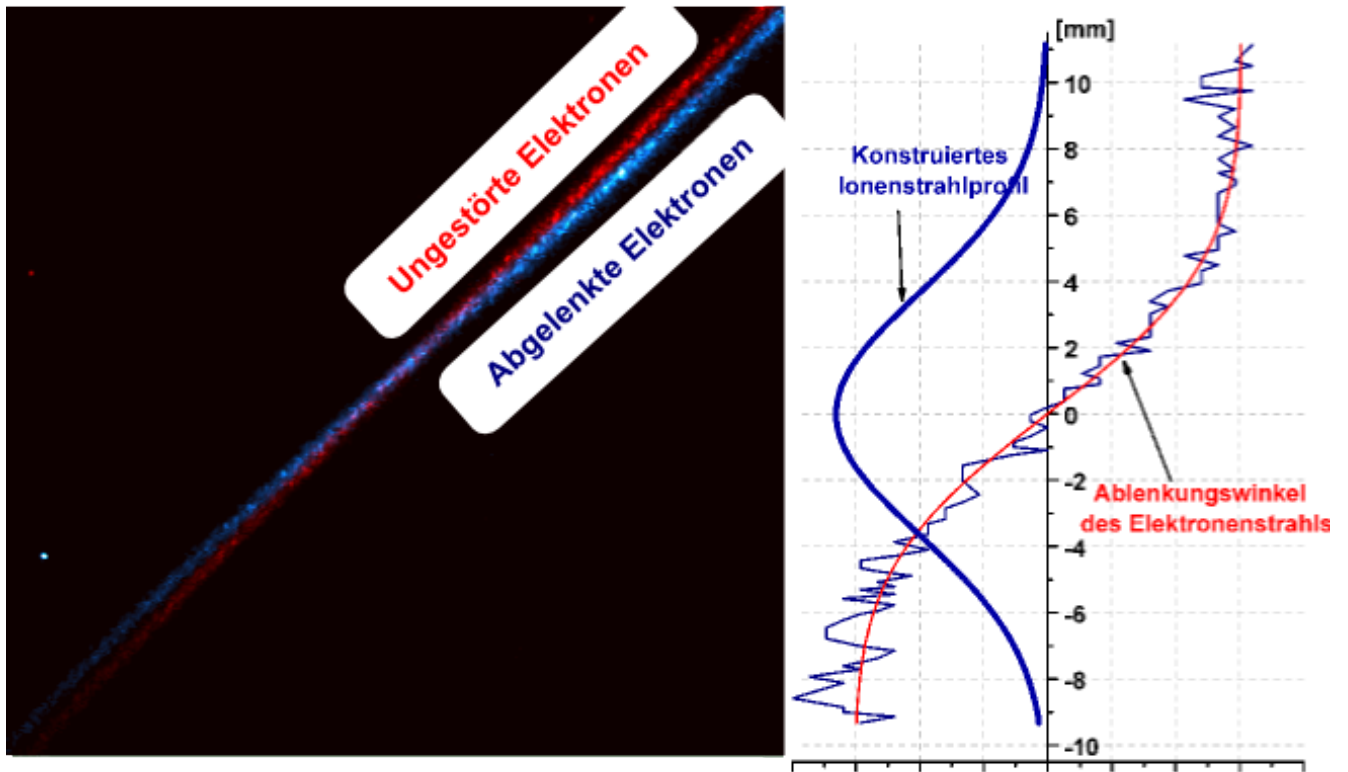
Durch folgende Beziehung zwischen der ersten Ableitung des Ablenkungswinkels der Elektronen und der Raumladung des Ionenstrahls kann die transversale Ladungsverteilung des Ionenstrahls bestimmt werden:

$$\frac{d}{dy}\theta \propto q(y) = \int \rho(r)dx \quad (1.2)$$

Dabei ist  $q(y)$  die Gesamtladung entlang der  $x$ -Achse bei einem Offset  $y$ .

Im Falle eines zylindersymmetrischen Ionenstrahls kann die Gleichung (1.2) durch Abel-Transformation, siehe Kapitel (2.2.4), gelöst und somit die transversale Ladungsverteilung  $\rho(r)$  des Ionenstrahls bestimmt werden.

Ein Experiment als Beispiel, wie das transversale Profil eines Ionenstrahls mit der EBI-Diagnostikmethode bestimmt werden kann, ist in Abbildung (1.4) zu sehen.



**Abbildung 1.4:** Elektronenstrahl-Diagnostik eines Helium-Strahls ( $^4\text{He}^+$ ) am FRANZ-Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt. Der Ionenstrahl hatte eine Energie von 13,5 keV und einen Strom von 0,7 mA. Der Elektronenstrahl hatte eine Energie von 2,3 keV und einen Strom von ungefähr  $1\text{ }\mu\text{A}$ . Der Ablenkungswinkel der Elektronen konnte durch die Analyse des linken Bildes bestimmt und damit das transversale Profil des Ionenstrahls rekonstruiert werden.



---

## 2 Theoretische Analyse

Zur Bestimmung des transversalen Profils eines Ionenstrahls ist in dieser Arbeit das von ihm hervorgerufene elektromagnetische Feld genutzt worden. Dieses Feld wird mittels Elektronen untersucht und somit die Ladungsverteilung im Querschnitt des Ionenstrahls bestimmt.

Zur Veranschaulichung und zum besseren Verständnis dieser Diagnostikmethode werden im nächsten Teilkapitel für bekannte Ionenstrahlprofile das elektrische und das magnetische Feld berechnet und deren Einfluss auf sich bewegendende Elektronen untersucht. Im zweiten Abschnitt wird dann ein mathematisches Modell zur Bestimmung des transversalen Profils der Ionenstrahlen entwickelt. Dieses Modell wird im nächsten Kapitel mittels numerischer Berechnungen bei unterschiedlichen Parametern der Ionenstrahlen untersucht.

---

### 2.1 Das elektromagnetische Feld eines Ionenstrahls

---

Da die Ionenstrahlen im Allgemeinen räumlich sehr lang sind, werden sie zur Vereinfachung der Theorie als unendlich lang betrachtet. In den nachfolgenden Abschnitten wird außerdem Zylindersymmetrie angenommen.

---

#### 2.1.1 Das elektrische Feld eines Ionenstrahls

---

Für einen unendlich langen zylindersymmetrischen Ionenstrahl folgt aus dem Faradayschen Gesetz

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0, \quad (2.1)$$

dass

$$E_\varphi = E_z = 0. \quad (2.2)$$

Die letzte Gleichung zeigt, dass das elektrische Feld eines Ionenstrahls radial weg von der Ionenstrahlachse verläuft und aus Symmetriegründen nur vom Radius abhängig ist.

$$\vec{E} = E(r) \cdot \vec{e}_r$$

Die Radialkomponente des elektrischen Feldes eines Ionenstrahls lässt sich dann mit Hilfe des Gauss'schen Gesetzes ermitteln.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{bzw.} \quad \oint_{\partial V} E \cdot dA = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho \cdot dV \quad (2.3)$$

Aus der Integralform in der Gleichung (2.3) kann das elektrische Feld außerhalb eines Ionenstrahls unabhängig von der Ladungsverteilung berechnet werden, wenn der Ionenstrom ( $I_i$ ) und die Energie ( $E_i$ ) beziehungsweise die Geschwindigkeit ( $v_i$ ) des Ionenstrahls bekannt sind.

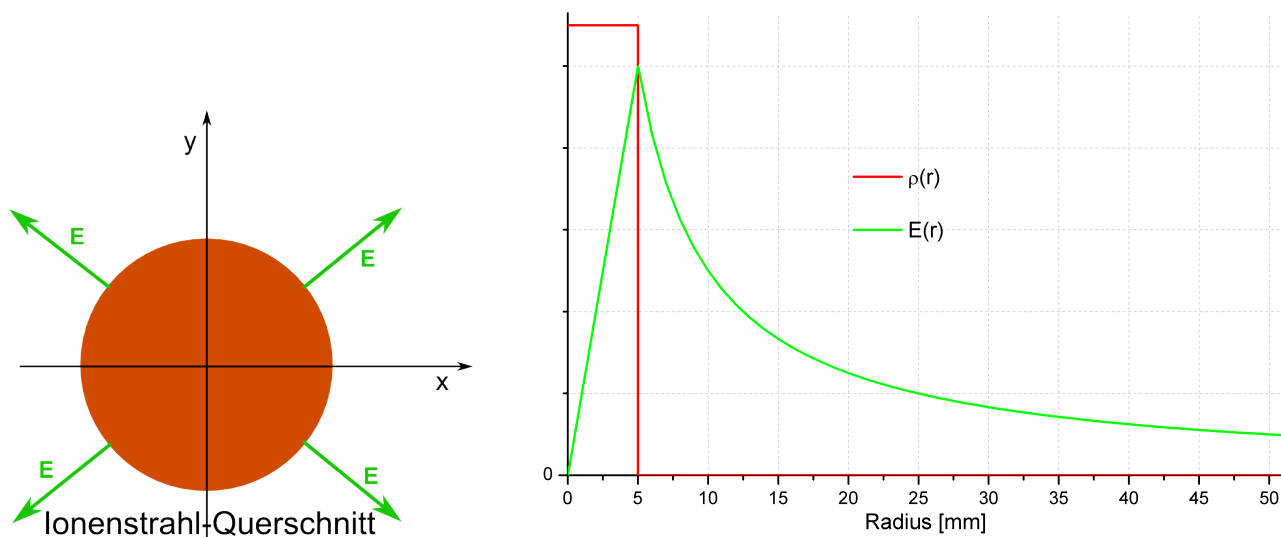
$$E(r) = \frac{\iint \rho dA}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{I_i}{v_i} \frac{1}{r} \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet das Integral in der letzten Gleichung die Gesamtladung im Querschnitt eines Ionenstrahls.

Um das elektrische Feld innerhalb eines Ionenstrahls zu bestimmen, muss die Ladungsverteilung bekannt sein. Als Beispiel betrachten wir eine homogene Ladungsverteilung ( $\rho(r) = \rho_0$ ), so hat das elektrische Feld den folgenden Ausdruck:

$$|E| = \frac{\rho_0}{2\epsilon_0} \begin{cases} r & \text{für } 0 \leq r \leq R \\ \frac{R^2}{r} & \text{für } r > R \end{cases} \quad (2.5)$$

wobei  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante ist und  $R$  der Radius des Ionenstrahls.



**Abbildung 2.1:** Das elektrische Feld im Querschnitt eines Ionenstrahls (links). Die Dichteverteilung sowie das elektrische Feld des Ionenstrahls sind rechts als Funktion von Radius graphisch dargestellt.

In der Abbildung (2.1) ist das elektrische Feld eines Ionenstrahls im Falle einer homogenen Ladungsverteilung als Funktion von Radius dargestellt.

Innerhalb der Ionenstrahlen steigt das elektrische Feld bei einer homogenen Ladungsverteilung linear an. Bei nichthomogenen Ladungsverteilungen im Querschnitt eines Ionenstrahls wird allerdings der Anstieg des elektrischen Feldes von der Linearität abweichen.

Außerhalb der Ionenstrahlen hängt das elektrische Feld vom Verhältnis des Stroms zur Geschwindigkeit der Ionen ab. Das heißt, dass es nur von der Linienladungsdichte  $\lambda_i = I_i/v_i$  abhängt. Das elektrische Feld klingt aber unabhängig von der Ladungsverteilung im Querschnitt des Ionenstrahls mit  $1/r$  ab.

---

### 2.1.2 Das magnetische Feld eines Ionenstrahls

---

Das magnetische Feld eines Ionenstrahls kann mithilfe des Ampèreschen Gesetzes ermittelt werden:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_i \quad \text{bzw.} \quad \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I_i \quad (2.6)$$

Dabei sind  $I_i$  und  $J_i$  der Strom beziehungsweise Stromdichte des Ionenstrahls und  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante.

Aus der Integralform in der Gleichung (2.6) kann das magnetische Feld außerhalb eines Ionenstrahls unabhängig von der Ladungsverteilung auf dem Querschnitt berechnet werden.

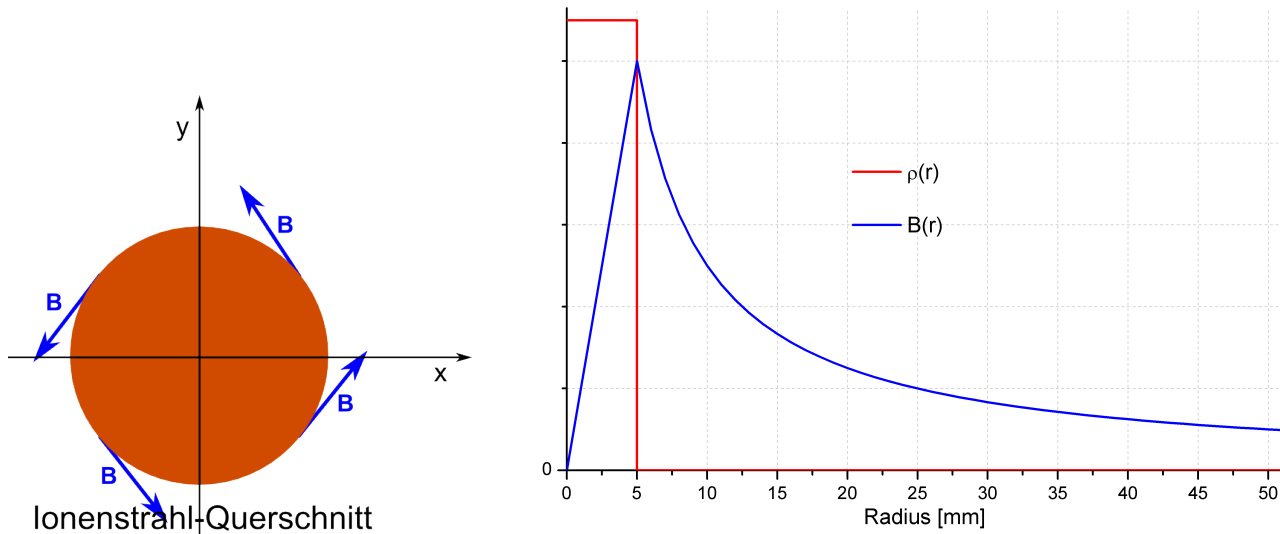
$$\vec{B} = B(r) \cdot \vec{e}_\varphi = \frac{\mu_0}{2\pi} I_i \frac{1}{r} \cdot \vec{e}_\varphi \quad (2.7)$$

Das magnetische Feld außerhalb eines Ionenstrahls ist also unabhängig von der Ladungsverteilung im Querschnitt und hängt nur vom Ionenstrom  $I_i$  ab. Es klingt wie das elektrische Feld mit  $1/r$  ab.

Im Falle einer homogenen Ladungsverteilung im Querschnitt kann das magnetische Feld innerhalb und außerhalb eines Ionenstrahls wie folgt ausgedrückt werden:

$$|B| = \frac{\rho_0}{2} \cdot \mu_0 v_i \begin{cases} r & \text{für } 0 \leq r \leq R \\ \frac{R^2}{r} & \text{für } r > R \end{cases} \quad (2.8)$$

Dabei ist  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante und  $R$  der Radius des Ionenstrahls.



**Abbildung 2.2:** Das magnetische Feld im Querschnitt eines Ionenstrahls (links). Die Dichteverteilung sowie das magnetische Feld des Ionenstrahls sind rechts als Funktion von Radius graphisch dargestellt.

Die Abbildung (2.2) zeigt das magnetische Feld als Funktion von Radius bei einer homogenen Ladungsverteilung eines Ionenstrahls.

Bei einem unendlich langen und zylindersymmetrischen Ionenstrahl liegen das elektrische und das magnetische Feld im Querschnitt des Ionenstrahls senkrecht zueinander. Sie haben darüber hinaus die gleiche radiale Abhängigkeit ( $\propto 1/r$ ), allerdings mit unterschiedlichen Proportionalitätsfaktoren.

### 2.1.3 Elektronen im EM-Feld eines Ionenstrahls

Bewegt sich ein Elektron mit einer Geschwindigkeit  $v_e$  durch das vom Ionenstrahl hervorgerufene elektromagnetische Feld, so wirkt auf es die Lorentzkraft:

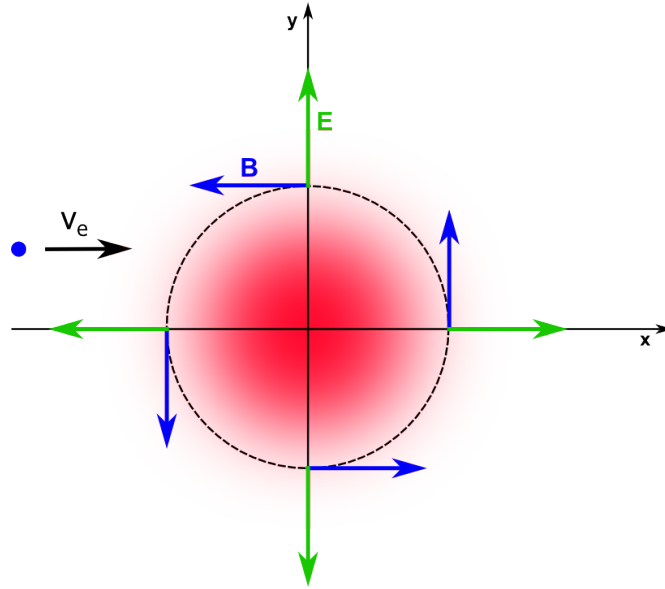
$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = -e \left( \vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right) \quad (2.9)$$

Die elektrische Komponente wirkt innerhalb der transversalen Ebene des Ionenstrahls und kann entlang der x- beziehungsweise y-Achse zerlegt werden.

$$\vec{F}_E = \vec{F}_{E_x} + \vec{F}_{E_y} = -e E_x \cdot \vec{e}_x - e E_y \cdot \vec{e}_y \quad (2.10)$$



Wenn das Elektron sich anfänglich parallel zur x–Achse bewegt, so ändert sich seine Flugbahn in der transversalen Ebene des Ionenstrahls nur durch die y Komponente der elektrischen Kraft. Das heißt, dass das elektrische Feld eines unendlich langen und zylindersymmetrischen Ionenstrahls nur eine Verschiebung des Elektrons entlang der y–Achse verursacht.



**Abbildung 2.3:** Ein Elektron bewegt sich parallel zur x–Achse durch das vom Ionenstrahl hervorgerufene elektromagnetische Feld.

Die magnetische Kraft steht senkrecht sowohl zur Flugbahn des Elektrons als auch zum magnetischen Feld. Das heißt, dass die magnetische Kraft parallel beziehungsweise antiparallel zur Ionenstrahlachse (z–Achse) steht. Sie hat somit nur eine Komponente entlang der z–Achse.

$$\vec{F}_B = -e v_e B_y \cdot \vec{e}_z \quad (2.11)$$

Das magnetische Feld eines unendlich langen und zylindersymmetrischen Ionenstrahls verursacht also nur eine Verschiebung entlang der z–Achse.

Die maximale Verschiebung eines Elektrons entlang der z–Achse erfolgt an der Stelle, an der die magnetische Feldkomponente  $B_y$  am stärksten ist, das heißt bei  $y = 0$ . In diesem Fall ist allerdings die Verschiebung entlang der y–Achse Null, weil das elektrische Feld nur eine x Komponente hat.

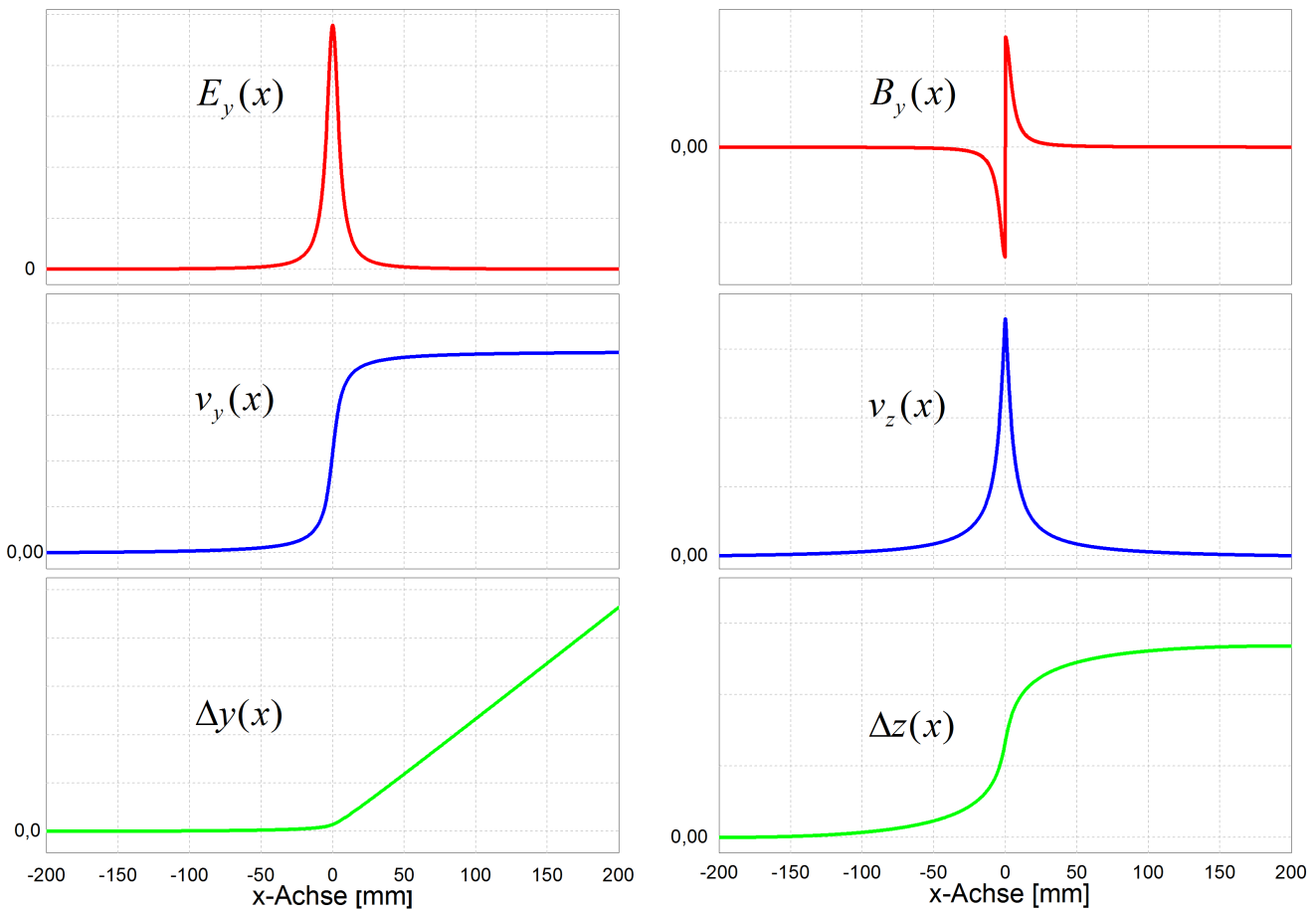
Die maximale Verschiebung eines Elektrons entlang der y–Achse erfolgt wo das elektrische Feld  $E_y$  am stärksten ist. Dies hängt von der Ladungsverteilung und vom Radius des Ionenstrahls ab.

Das Verhältnis zwischen der maximalen magnetischen Kraft und der maximalen elektrischen Kraft lässt sich durch folgenden Ausdruck bestimmen:

$$\frac{|F_B|}{|F_E|} = \frac{\mu_0 v_e}{1/(\epsilon_0 v_i)} = \beta_e \cdot \beta_i \quad (2.12)$$

Im nichtrelativistischen Fall ist der Einfluss des magnetischen Feldes eines Ionenstrahls auf die Elektronen, die sich quer durch den Ionenstrahl bewegen, wesentlich schwächer als der des elektrischen Feldes.

Um den Einfluss des elektrischen Feldes mit dem des magnetischen Feldes qualitativ zu vergleichen, wurden deren Komponenten auf der y-Achse und die resultierende Geschwindigkeiten sowie die Verschiebungen eines Elektrons in Abbildung (2.4) dargestellt.



**Abbildung 2.4:** Das elektrische Feld (oben links) sowie das magnetische Feld (oben rechts) verschieben das Elektron entlang der y-Achse beziehungsweise der z-Achse.

Entlang der x-Achse steigt die  $E_y$  Komponente des elektrischen Feldes vor der Ionenstrahlachse an und danach klingt sie wieder ab. Somit steigt der Betrag der Geschwindigkeit  $v_y$  des Elektrons schnell in der Nähe der Ionenstrahlachse und bleibt danach konstant. Aus diesem

Grund bewegt sich das Elektron in der  $(x, y)$ -Ebene von der Ionenstrahlachse weg mit einem konstanten Winkel zu seiner ursprünglichen Bahn.

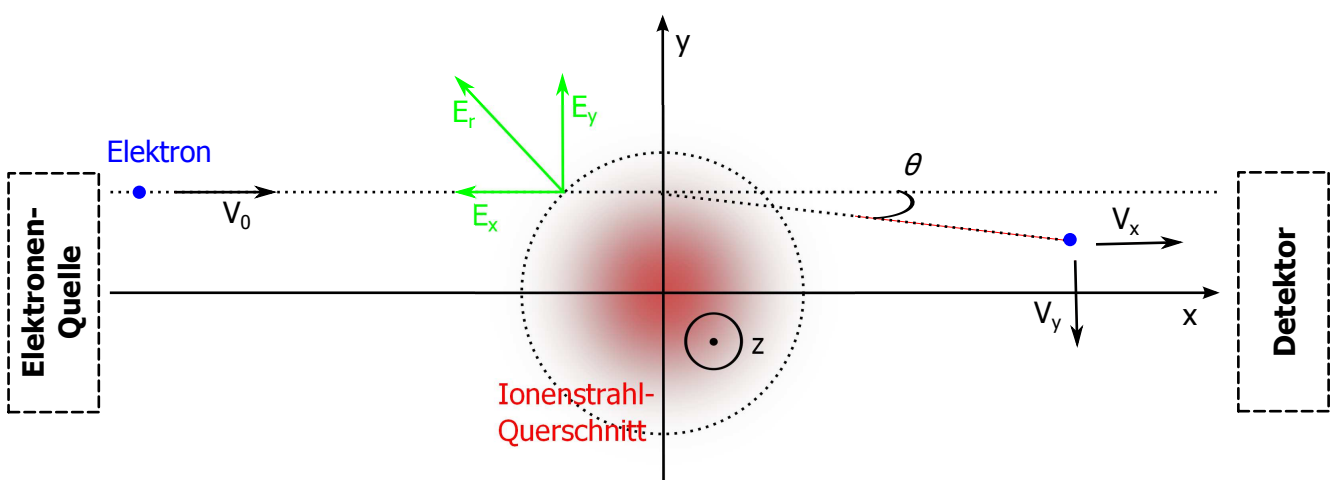
Die  $B_y$  Komponente des magnetischen Feldes des Ionenstrahls ändert ihr Vorzeichen entlang der  $x$ -Achse, was das Elektron in  $z$ -Richtung zuerst beschleunigt und dann abbremst. Somit wird das Elektron eine Verschiebung in die  $z$ -Richtung in der Nähe der Ionenstrahlachse erfahren und dann fliegt es weiter in der  $(x, z)$ -Ebene parallel zu seiner ursprünglichen Bahn.

Durch diese einfache qualitative Überlegungen lässt sich sagen, dass das magnetische Feld des Ionenstrahls in erster Näherung vernachlässigt werden kann, weil erstens sein Einfluss auf die Elektronen sehr schwach ist im Vergleich zum elektrischen Feld und zweitens es nicht zur Ablenkung der Elektronen in der transversalen Ebene beiträgt. Die durch das magnetische Feld resultierende Verschiebung entlang der  $z$ -Achse wird dann mithilfe der Simulationen quantitativ untersucht.

## 2.2 Mathematisches Modell

### 2.2.1 Ablenkungswinkel eines Elektrons im elektrischen Feld eines Ionenstrahls

Wie zuvor betrachten wir einen unendlich langen und zylindersymmetrischen Ionenstrahl. Das magnetische Feld des Ionenstrahls trägt zur Ablenkung der Elektronen vernachlässigbar wenig bei und wird im Weiteren nicht berücksichtigt.



**Abbildung 2.5:** Ein Elektron bewegt sich parallel zur  $x$ -Achse durch das vom Ionenstrahl hervorgerufene elektrische Feld. Bei einem Offset  $y$  zur Ionenstrahlachse wird das Elektron entsprechend abgelenkt.

Die Skizze aus Abbildung (2.5) zeigt die Ablenkung eines Elektrons bei der Bewegung quer durch einen Ionenstrahl. Das Elektron mit einer Anfangsgeschwindigkeit  $v_x = v_0$  fliegt ursprünglich parallel zur x-Achse durch das elektrische Feld des Ionenstrahls.

Die nichtrelativistischen Bewegungsgleichungen des Elektrons in der (x, y)-Ebene können dann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{e}{m_e} \cdot E_x \quad ; \quad \frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m_e} \cdot E_y \quad (2.13)$$

wobei  $e$  und  $m_e$  die Elementarladung beziehungsweise die Ruhemasse des Elektrons sind.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\frac{dv_x}{dx} = -\frac{e}{v_x m_e} \cdot E_x \quad ; \quad \frac{dv_y}{dx} = -\frac{e}{v_x m_e} \cdot E_y \quad (2.14)$$

Der Ablenkungswinkel des Elektrons ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen seiner Geschwindigkeit in y- und in x-Richtung  $\theta = v_y/v_x$ , und so kann die Änderung des Ablenkungswinkels entlang der x-Achse den folgenden Ausdruck haben:

$$d\theta = v_x \cdot \frac{dv_y}{v_x^2} - v_y \cdot \frac{dv_x}{v_x^2} \quad (2.15)$$

Nach Einsetzen der Bewegungsgleichungen (2.14) in (2.15) erhält man die Ableitung des Ablenkungswinkels des Elektrons nach x als Funktion vom elektrischen Feld des Ionenstrahls und der Geschwindigkeit des Elektrons entlang der x-Achse:

$$\frac{d\theta}{dx} = -k \left( \frac{E_y}{v_x^2} - \theta \frac{E_x}{v_x^2} \right)$$

wobei  $k = e/m_e$ .

Die letzte Gleichung hat die Form einer linearen Differentialgleichung erster Ordnung:

$$\theta'(x) = f(x)\theta(x) + g(x) \quad (2.16)$$

wobei  $f(x) = k \frac{E_x(x)}{v_x^2(x)}$  und  $g(x) = -k \frac{E_y(x)}{v_x^2(x)}$ .

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung ist [Amann 1995]:

$$\theta(x) = e^{\int f(x)dx} \int e^{-\int f(x)dx} g(x)dx$$

Nach Einsetzen von  $f(x)$  und  $g(x)$  folgt:

$$\theta(x) = -ke^{k \int_{x_0}^x \frac{E_x}{v_x^2} dx} \int_{x_0}^x e^{-k \int_{x_0}^x \frac{E_x}{v_x^2} dx} \frac{E_y}{v_x^2} dx$$

Dabei bezeichnet  $x_0$  die Startposition des Elektrons auf der x-Achse.

Setzt man  $E_x$  aus Gleichung (2.14) ein, so folgt:

$$\theta(x) = -ke^{\int_{v_{x0}}^{v_x} -\frac{dv_x}{v_x}} \int_{x_0}^x e^{\int_{v_{x0}}^{v_x} \frac{dv_x}{v_x}} \frac{E_y}{v_x^2} dx$$

Das heißt

$$\theta(x) = -k \frac{v_{x0}}{v_x} \int_{x_0}^x \frac{v_x}{v_{x0}} \frac{E_y}{v_x^2} dx$$

Der Ablenkungswinkel des Elektrons hat dann den folgenden Ausdruck:

$$\theta(x) = -\frac{e}{m_e v_x} \int_{x_0}^x \frac{E_y}{v_x} dx \quad (2.17)$$

Gleichung (2.17) zeigt, dass der Ablenkungswinkel eines Elektrons beim Durchgang durch einen Ionenstrahl sowohl von der  $E_y$  Komponente des elektrischen Feldes als auch von der Geschwindigkeit des Elektrons entlang der x-Achse abhängig ist.

Um die Gleichung (2.17) in einer einfachen und lösbaren Form darzustellen, muss die Elektronengeschwindigkeit  $v_x$  möglichst konstant gehalten werden.

Die kinetische Energie des Elektrons entlang der x-Achse resultiert aus seiner ursprünglichen kinetischen und der potentiellen Energie im Feld des Ionenstrahls. Bei nichtrelativistischen Energien lässt sich die maximale Geschwindigkeit aus folgendem Ausdruck ermitteln:

$$E_0 + E_{p(max)} = \frac{1}{2} m_e v_{x(max)}^2$$

wobei  $E_0$  die ursprüngliche kinetische Energie und  $E_{p(max)}$  die maximale potentielle Energie des Elektrons im Feld des Ionenstrahls sind.

Die maximale Geschwindigkeit des Elektrons hat dann den folgenden Ausdruck:

$$v_{x(max)} = \sqrt{\frac{2E_0}{m_e}} \sqrt{1 + \frac{E_{p(max)}}{E_0}} \approx \sqrt{\frac{2E_0}{m_e}} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{E_{p(max)}}{E_0} \right)$$

Das heißt:

$$\frac{\Delta v_{x(max)}}{v_0} \approx \frac{1}{2} \frac{E_{p(max)}}{E_0} \quad (2.18)$$

Die maximale potentielle Energie eines Elektrons im Feld eines Ionenstrahls mit einer Linienladungsdichte  $\lambda_i$  wird bei  $y = 0$  erreicht und so lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$E_{p(max)} = \int_{|x_0|}^R -eE_x(x, y=0)dx + \int_R^0 -eE_x(x, y=0)dx = -\frac{e\lambda_i}{2\pi\epsilon_0} \left[ \int_{|x_0|}^R \frac{x}{r^2}dx + \int_R^0 \frac{x}{R^2}dx \right]$$

Dabei wurde eine homogene Ladungsverteilung im Querschnitt des Ionenstrahls mit einem Radius  $R$  berücksichtigt.  $x_0$  ist die Startposition des Elektrons und  $r^2 = x^2 + y^2$ .

Also:

$$E_{p(max)} = \frac{e\lambda_i}{2\pi\epsilon_0} \left[ \ln \left( \frac{|x_0|}{R} \right) + 1/2 \right]$$

Das heißt:

$$\frac{\Delta v_{x(max)}}{v_0} \approx \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\lambda_i}{E_0} \cdot \left[ \ln \left( \frac{|x_0|}{R} \right) + 1/2 \right] \quad (2.19)$$

Die Änderung der Elektronengeschwindigkeit entlang der x-Achse hängt also von der Geometrie des Experimentaufbaus, von der Anfangsenergie der Elektronen und von der Linienladungsdichte der Ionenstrahlen ab. Sind die Bedingungen so, dass  $\frac{\Delta v_{x(max)}}{v_0} \ll 1$ , dann kann der Ausdruck des Ablenkungswinkels aus Gleichung (2.17) wie folgt vereinfacht werden:

$$\theta(x) \approx -\frac{e}{2E_0} \int_{x_0}^x E_y dx \quad (2.20)$$

Der Ablenkungswinkel eines Elektrons, welches sich senkrecht zu einem Ionenstrahl bewegt, hängt dann hauptsächlich nur von der  $E_y$  Komponente des elektrischen Feldes des Ionenstrahls und von der Anfangsenergie des Elektrons ab.

---

### 2.2.2 Ablenkungswinkel der Elektronen im Fall $|y| \geq R$

---

Das elektrische Feld außerhalb eines Ionenstrahls klingt mit  $1/r$  ab und hat folgenden Ausdruck:

$$E(r) = \frac{\lambda_i}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad \text{für } r \geq R$$

wobei  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $\lambda_i$  und  $R$  die Linienladungsdichte beziehungsweise der Radius des Ionenstrahls sind.

Das elektrische Feld auf der  $y$ -Achse hat den folgenden Ausdruck:

$$E_y = \frac{\lambda_i}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{y}{r^2} \quad \text{für } r \geq R$$

Setzt man  $E_y$  in Gleichung (2.20) ein, so kann der Ablenkungswinkel des Elektrons außerhalb eines Ionenstrahls entlang der  $x$ -Achse für einen Offset  $y$  wie folgt berechnet werden:

$$\theta(x) = -\frac{e\lambda_i}{4\pi\epsilon_0 E_0} \int_{x_0}^x \frac{y}{x^2 + y^2} dx = -\frac{e\lambda_i}{4\pi\epsilon_0 E_0} \cdot \left[ \arctan\left(\frac{x}{y}\right) - \arctan\left(\frac{x_0}{y}\right) \right]$$

Dabei ist  $x_0$  die Startposition des Elektrons auf der  $x$ -Achse.

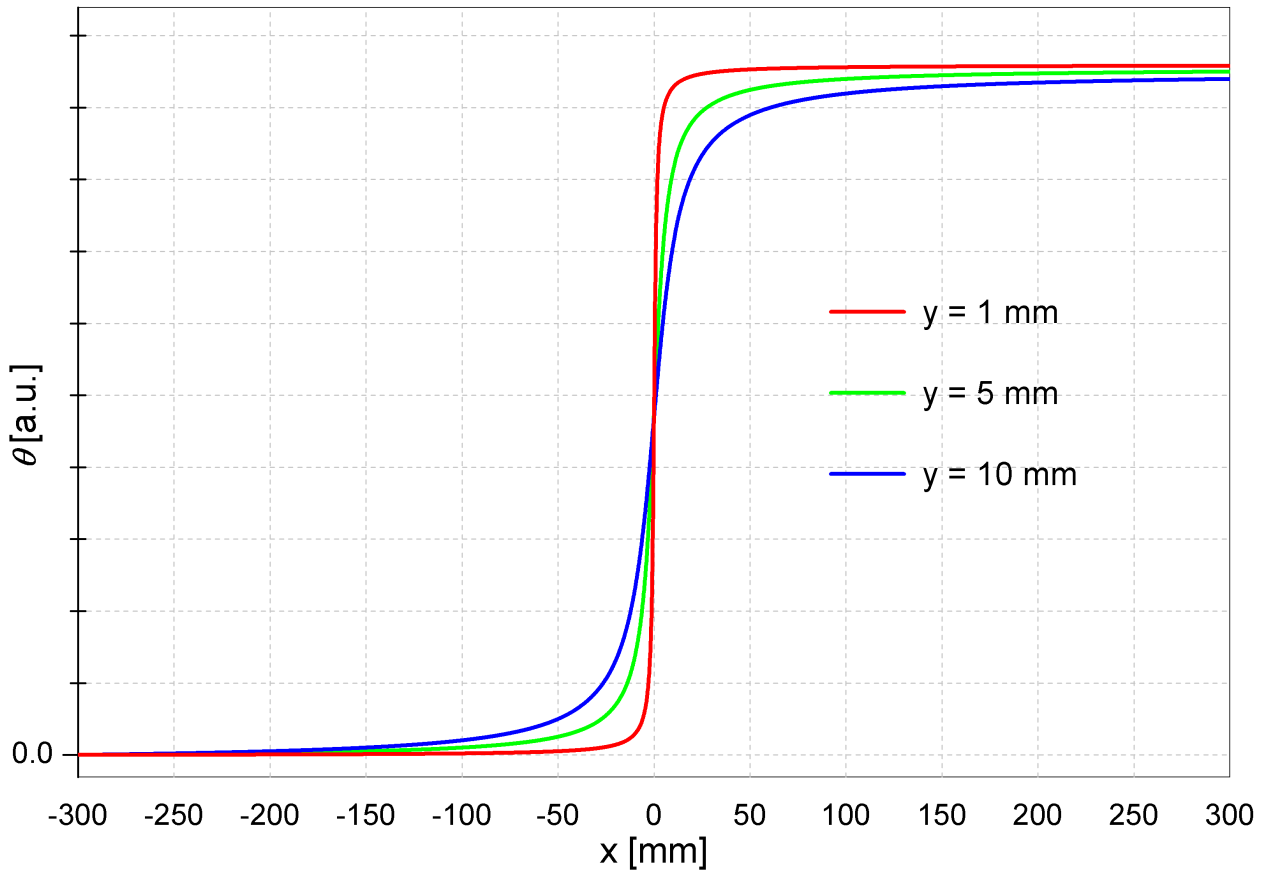
In der Abbildung (2.6) ist der Anstieg des Ablenkungswinkels der Elektronen entlang der Flugrichtung ( $x$ -Richtung) bei unterschiedlichen Offsets dargestellt. Der Winkel strebt im Unendlichen unabhängig vom Offset zu dem selben maximalen Wert:

$$|\theta_{max}| = \frac{e\lambda_i}{4\epsilon_0 E_0} = \frac{e}{4\epsilon_0 E_0} \cdot \frac{I_i}{v_i} \quad (2.21)$$

wobei  $I_i$  und  $v_i$  der Ionenstrom beziehungsweise die Geschwindigkeit der Ionen sind. Die Geschwindigkeit der Ionen lässt sich im relativistischen Fall wie folgt berechnen:

$$v_i = c \sqrt{1 - \left(1 + E_{ik}/E_{0p}\right)^{-2}}$$

Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $E_{ik}$  die kinetische Energie pro Nukleon und  $E_{0p}$  die Ruheenergie eines Protons.



**Abbildung 2.6:** Der Ablenkungswinkel der Elektronen außerhalb eines Ionenstrahls als Funktion von  $x$  bei unterschiedlichen Offsets  $y$ .

Setzt man Gleichung (2.21) in Gleichung (2.19) ein, so stellt man fest, dass zwischen der maximalen Änderung der Elektronengeschwindigkeit entlang der  $x$ -Achse und ihrem maximalen Ablenkungswinkel eine lineare Beziehung herrscht.

$$\frac{\Delta v_{x(max)}}{v_0} \approx \frac{|\theta_{max}|}{\pi} \cdot \left[ \ln \left( \frac{|x_0|}{R} \right) + 1/2 \right] \quad (2.22)$$

### 2.2.3 Ablenkungswinkel der Elektronen im Fall $|y| < R$

Um den Ablenkungswinkel für Offsets kleiner als den Strahlradius bestimmen zu können, muss die transversale Ladungsverteilung berücksichtigt werden.

Das Gaußsche Gesetz kann dann wie folgt ausgedrückt werden (Poisson-Gleichung):

$$\nabla \cdot E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \rho \quad (2.23)$$



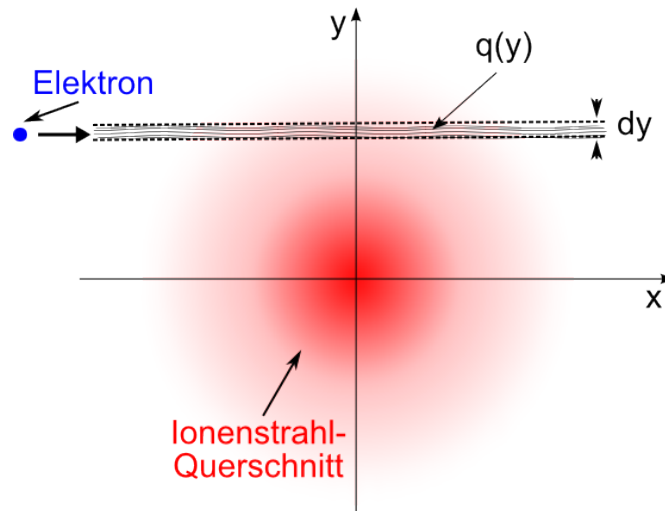
Durch Integration entlang der x–Achse erhält man den folgenden Ausdruck:

$$\int \frac{\partial E_x}{\partial x} dx + \int \frac{\partial E_y}{\partial y} dx = \frac{1}{\epsilon_0} \int \rho(x, y) dx \quad (2.24)$$

Im Unendlichen strebt  $E_x$  gegen Null. Das heißt, dass das erste Glied aus Gleichung (2.24) auch gegen Null strebt. Somit erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{d}{dy} \int E_y dx = \frac{1}{\epsilon_0} q(y) \quad (2.25)$$

wobei  $q(y) = \int \rho(x, y) dx$  die Gesamtladung entlang der x–Achse innerhalb eines Streifens der Breite  $dy$  für einen Offset  $y$  ist, siehe Abbildung 2.7.



**Abbildung 2.7:** Ein Elektron bewegt sich entlang der x–Achse bei einem Offset  $y$  im Querschnitt eines Ionenstrahls

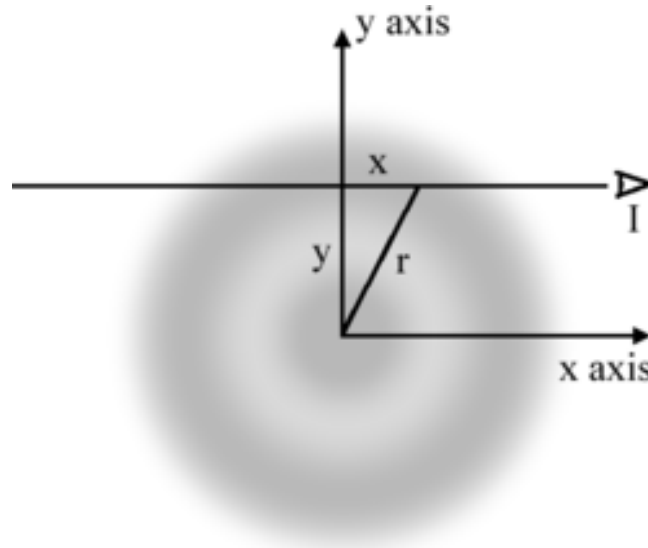
Setzt man Gleichung (2.25) in Gleichung (2.20) ein, so erhält man einen Zusammenhang zwischen der ersten Ableitung des Ablenkungswinkels eines Elektrons nach  $y$  und der Ionenstrahlladung entlang der Bahn des Elektrons.

$$\frac{d}{dy} \theta(y) = -\frac{e}{2E_0\epsilon_0} \cdot q(y) \quad (2.26)$$

Aus dieser Gleichung kann festgestellt werden, dass der Ablenkungswinkel der Elektronen nur dann von Offset  $y$  abhängig ist, wenn  $y < R$ . Dies bestätigt das Resultat aus (2.2.2).

#### 2.2.4 Bestimmung des transversalen Profils von Ionenstrahlen

Zur Bestimmung des transversalen Profils von Ionenstrahlen wird in dieser Arbeit die Abel'sche Transformation verwendet [MathWorld 2014]. Diese Transformation setzt zylindersymmetrische Strahlquerschnitte voraus. Abbildung (2.8) veranschaulicht die Abel-Transformation.



**Abbildung 2.8:** Skizze zur Abel-Transformation [wiki 2014].

Für jeden Offset  $y$  können mittels Elektronen, die sich parallel zur  $x$ -Achse bewegen, Informationen über die Gesamtladung  $q(y)$  im Querschnitt eines Ionenstrahls gewonnen werden. Daraus lässt sich die Ladungsverteilung wie folgt bestimmen.

$$q(y) = 2 \int_0^{+\infty} \rho(r) dx \quad \Rightarrow \quad \rho(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{dq}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (2.27)$$

Wir betrachten im Folgenden eine homogene und eine Gaußsche Dichteverteilung im Querschnitt eines Ionenstrahls. Mittels dieser Ladungsverteilungen wird im nächsten Kapitel durch numerische Untersuchungen das theoretische Modell überprüft und der Anwendungsbereich der EBI-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils der Ionenstrahlen festgestellt.

### a) Homogene Dichteverteilung:

Betrachten wir eine homogene Ladungsverteilung im Querschnitt eines Ionenstrahls,  $\rho(r) = \rho_0$ , so folgt:

$$q(y) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} \rho_0 dx = 2\rho_0 \sqrt{R^2 - y^2} \quad \text{für } |y| < R$$

Das heißt:

$$\frac{d}{dy} \theta(y) = -\frac{e\rho_0}{E_0\epsilon_0} \sqrt{R^2 - y^2}$$

Nach Integration erhält der Ablenkungswinkel der Elektronen folgenden Ausdruck:

$$\theta(y) = -\frac{e}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\lambda_i}{E_0} \begin{cases} \left[ \frac{y}{R^2} \sqrt{R^2 - y^2} + \arctan\left(\frac{y}{\sqrt{R^2 - y^2}}\right) \right] & \text{für } -R < y < R \\ -\pi/2 & \text{für } y \leq -R \\ \pi/2 & \text{für } y \geq R \end{cases} \quad (2.28)$$

### b) Gaußsche Dichteverteilung

Für eine Gaußsche Ladungsverteilung,  $\rho(r) = \rho_0 \cdot e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2}$  mit  $R = \sqrt{2} \cdot \sigma$ , folgt:

$$q(y) = 2 \int_0^{+\infty} \rho_0 \cdot e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} dx = 2\rho_0 \cdot e^{-\left(\frac{y}{R}\right)^2} \int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{x}{R}\right)^2} dx$$

Also:

$$q(y) = \sqrt{\pi} R \rho_0 \cdot e^{-\left(\frac{y}{R}\right)^2}$$

Das heißt:

$$\frac{d}{dy} \theta(y) = -\frac{e\rho_0\sqrt{\pi}R}{2E_0\epsilon_0} \cdot e^{-\left(\frac{y}{R}\right)^2}$$

Nach Integration erhält der Ablenkungswinkel der Elektronen folgenden Ausdruck:

$$\theta(y) = -\frac{e}{4\epsilon_0} \cdot \frac{\lambda_i}{E_0} \cdot \operatorname{erf}(y/R) \quad (2.29)$$

Dabei ist „erf“ die Gaußsche Fehlerfunktion.



---

## 3 Numerische Untersuchungen

Um die Bewegung der Elektronen im Feld eines Ionenstrahls zu charakterisieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Code in der Programmiersprache Python entwickelt. Dieser Code ermöglicht es, die Bewegung der einzelnen Elektronen im Feld des Ionenstrahls zu berechnen und somit ihre Positionen auf dem Szintillator zu bestimmen. Durch diese Simulationen kann das theoretische Modell für die EBI-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils eines Ionenstrahls sowie der Einfluss dessen magnetischen Feldes auf die Elektronen untersucht werden.

Im Folgenden wird zunächst der Algorithmus der numerischen Berechnungen beschrieben. Die Resultate der Simulationen, die für unterschiedliche Parameter der Ionenstrahlen und für unterschiedliche Ladungsverteilungen durchgeführt wurden, werden dann im Folgeabschnitt gezeigt. Zum Schluss wird der Anwendungsbereich der EBI-Diagnostikmethode diskutiert.

---

### 3.1 Algorithmus

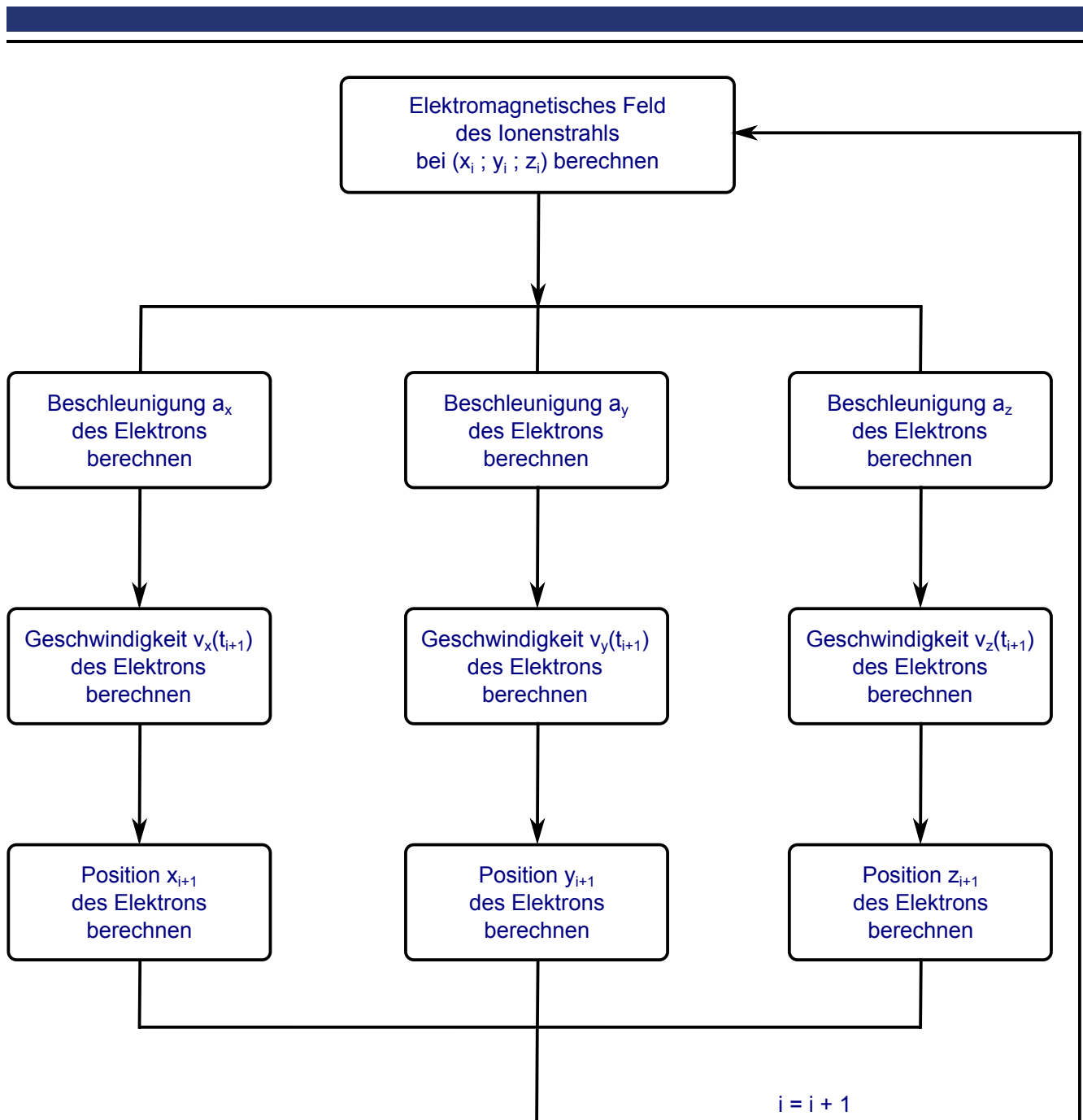
---

Betrachten wir ein kartesisches Koordinatensystem im Raum  $(x, y, z)$ . Die Achse des Ionenstrahls entspricht der  $z$ -Achse. Die Parameter des Ionenstrahls ermöglichen die Bestimmung seines elektromagnetischen Feldes, welches dann in der Bewegungsgleichung der Elektronen eingesetzt wird.

Die Elektronen starten von der Elektronenquelle mit einer Anfangsgeschwindigkeit und bewegen sich ursprünglich parallel zur  $x$ -Achse. Um das Kreuzen der Elektronenbahnen zu vermeiden, werden sie entlang einer Linie in der  $(y, z)$ -Ebene mit einem bestimmten Winkel zur Ionenstrahlachse generiert. Jedes Elektron hat einen entsprechenden Offset. Die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen wurden in der Simulation vernachlässigt.

Die Flugstrecke der Elektronen zwischen der Elektronenquelle und dem Szintillator wurde in kleine Teilintervalle zerlegt. Bei jedem Schritt soll das elektromagnetische Feld als konstant betrachtet werden. Unter diesen Bedingungen wurden die Beschleunigung, die Geschwindigkeit und somit die Position des Elektrons für den nächsten Schritt berechnet.

In Abbildung (3.1) ist der Ablauf der numerischen Berechnungen für einen Schritt skizziert. Für jeden Auftreffpunkt  $(x_i; y_i; z_i)$  wird der nächste Punkt  $(x_{i+1}; y_{i+1}; z_{i+1})$  berechnet.



**Abbildung 3.1:** Algorithmus für die Lösung der Bewegungsgleichungen der Elektronen im elektromagnetischen Feld des Ionenstrahls.

Für jedes Elektron wird dieser Vorgang so lange wiederholt, bis das Elektron den Szintillator erreicht. Für jedes Elektron werden in einer Datei seine y und z Koordinaten am Szintillator gespeichert.

---

## 3.2 Resultate der Simulationen

---

In den hier dargestellten Simulationen befindet sich der Ionenstrahl mittig zwischen der Elektronenquelle und dem Szintillator. Der Abstand zu den beiden beträgt jeweils 300 mm.

Die Elektronen werden entlang einer Geraden geneigt, die parallel zur (y, z)–Ebene steht und einen  $45^\circ$  Winkel mit der z–Achse bildet. Die Elektronen haben ursprünglich eine kinetische Energie von 10 keV. Der Ionenstrahl hat einen Durchmesser von 10 mm.

---

### 3.2.1 Überprüfung des theoretischen Modells

---

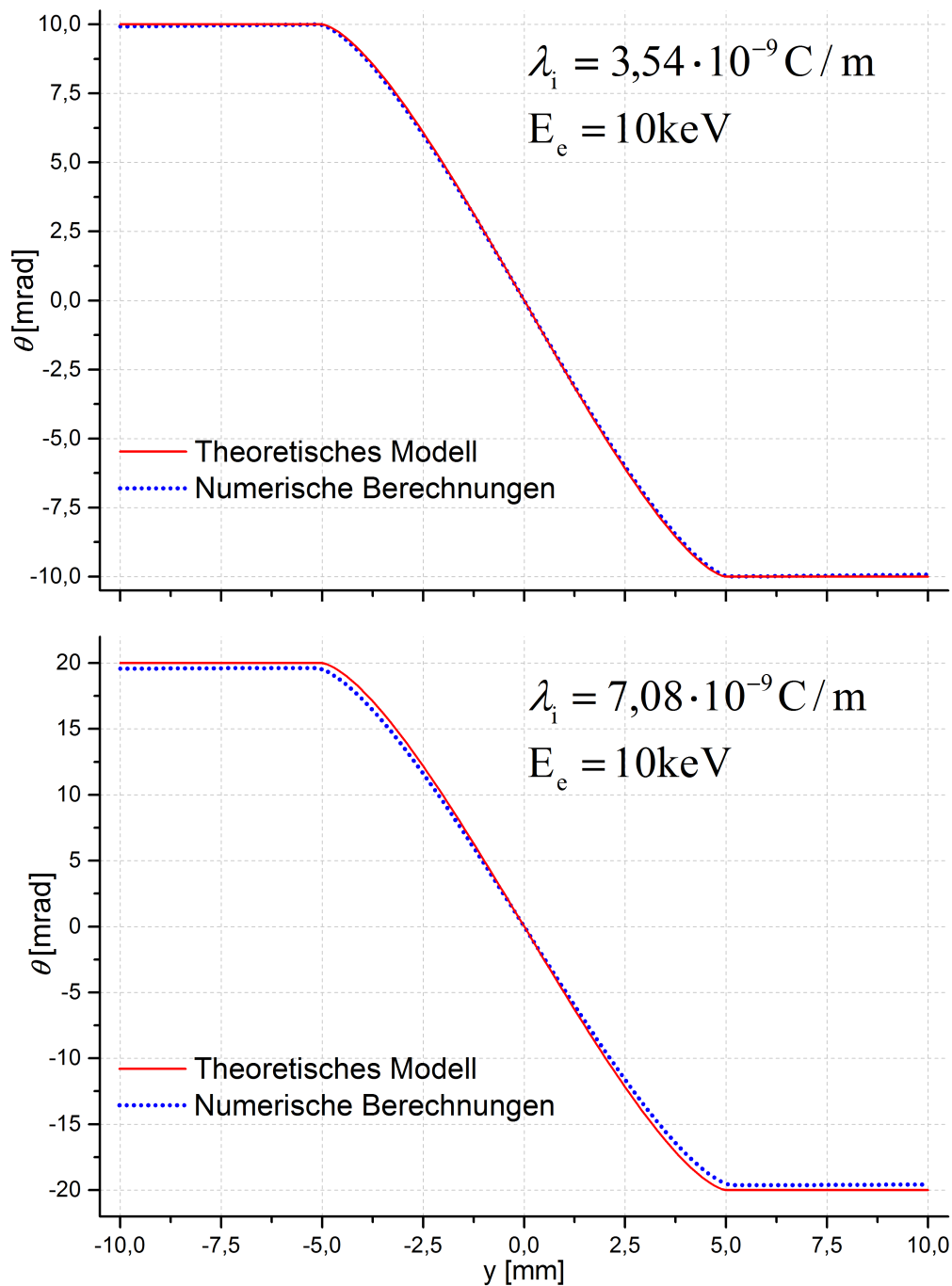
Um die EBI–Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils von Ionenstrahlen theoretisch zu untersuchen, wurden die Resultate der Simulationen mit dem theoretischen Modell verglichen. Beim theoretischen Modell hängt der Ablenkungswinkel der Elektronen hauptsächlich von der Linienladungsdichte des Ionenstrahls ab. Daher wurde bei der Simulationen nur die Linienladungsdichte des Ionenstrahls variiert und somit das theoretische Modell getestet. Es wurden allerdings unterschiedliche Ladungsverteilungen berücksichtigt.

---

#### 3.2.1.1 Homogene Ladungsverteilung

---

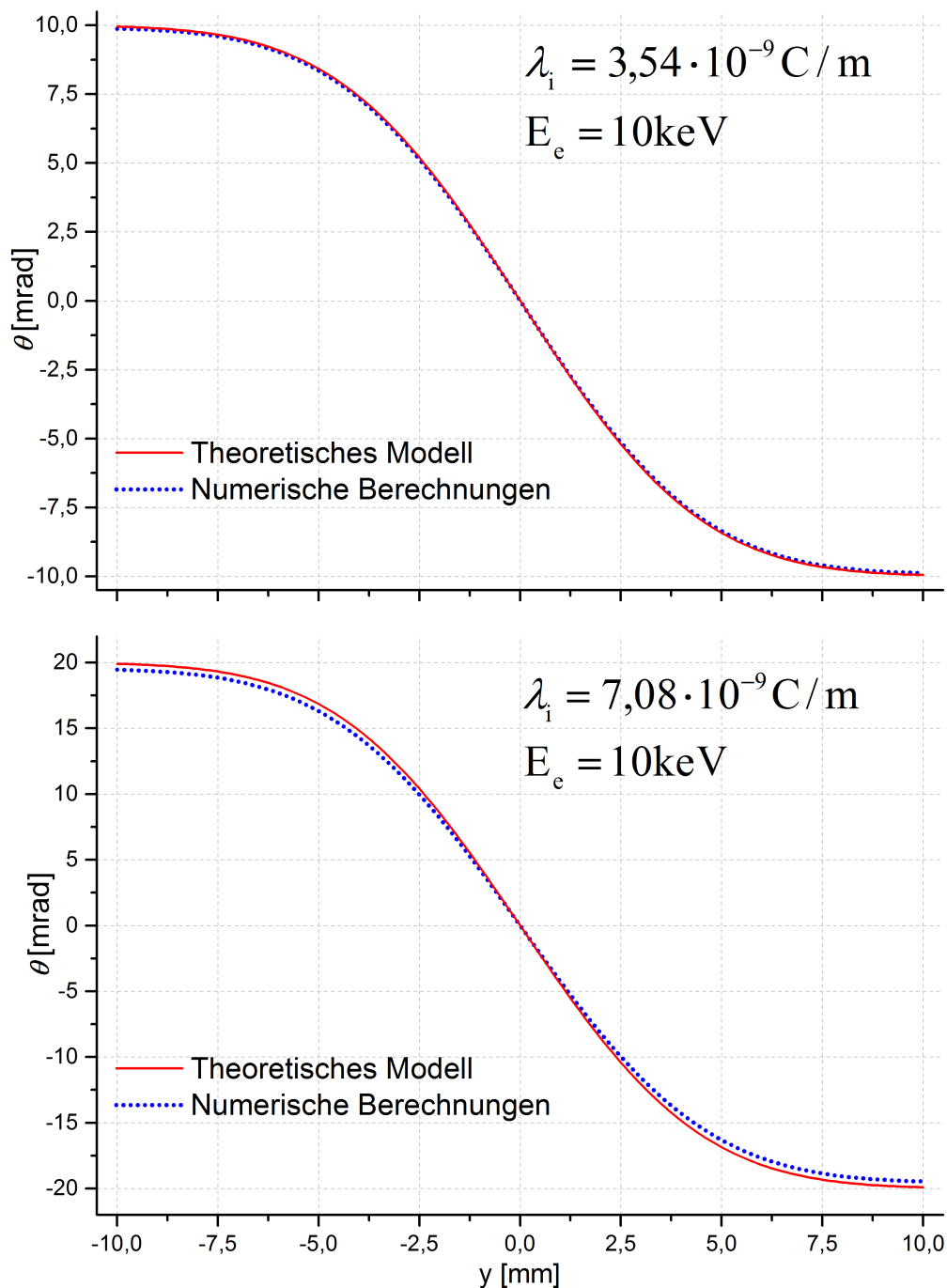
Abbildung (3.2) zeigt den Ablenkungswinkel als Funktion vom Offset. Es wurden Rechnungen für zwei unterschiedliche Werte der Linienladungsdichte,  $3,54 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}$  und  $7,08 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}$ , durchgeführt. Im Falle der kleinen Ladungsdichte ist praktisch kein Unterschied zwischen der numerischen Lösung und dem theoretischen Modell zu beobachten. Bei der höheren Ladungsdichte sind bereits Unterschiede zu beobachten, die auf den Gültigkeitsbereich des theoretischen Modells hinweisen.



**Abbildung 3.2:** Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset für eine homogene Ladungsverteilung im Ionenstrahlquerschnitt. Dargestellt sind die Resultate der numerischen Berechnungen und des theoretischen Modells für zwei unterschiedliche Linienladungsdichten des Ionenstrahls. Der Ionenstrahl hat einen Radius von 5 mm. Die kinetische Energie der Elektronen beträgt 10 keV.



### 3.2.1.2 Gaußsche Ladungsverteilung



**Abbildung 3.3:** Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset bei Gaußscher Ladungsverteilung im Ionenstrahlquerschnitt. Dargestellt sind die Resultate der numerischen Berechnungen und des theoretischen Modells für zwei unterschiedliche Linienladungsdichten des Ionenstrahls. Der Ionenstrahl hat einen Radius von 5 mm. Die kinetische Energie der Elektronen beträgt 10 keV.

Außer einer homogenen Ladungsverteilung wurde auch die Gaußsche berücksichtigt, um das theoretische Modell zu testen. Abbildung (3.3) stellt den Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset für das theoretische Modell und für die numerischen Berechnungen dar.

Die Resultate der Simulationen deuten darauf hin, dass unabhängig von der Ladungsverteilung das theoretische Modell für die EBI-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils der Ionenstrahlen nur dann anwendbar ist, wenn der maximale Ablenkungswinkel der Elektronen kleiner als 20 mrad ist.

Da der maximale Ablenkungswinkel proportional zur Linienladungsdichte der Ionenstrahlen und umgekehrt proportional zur Elektronenenergie ist, so kann er bei einer großen Linienladungsdichte der Ionenstrahlen durch die Erhöhung der Elektronenenergie verkleinert werden, so dass er im Anwendungsbereich des theoretischen Modells bleibt.

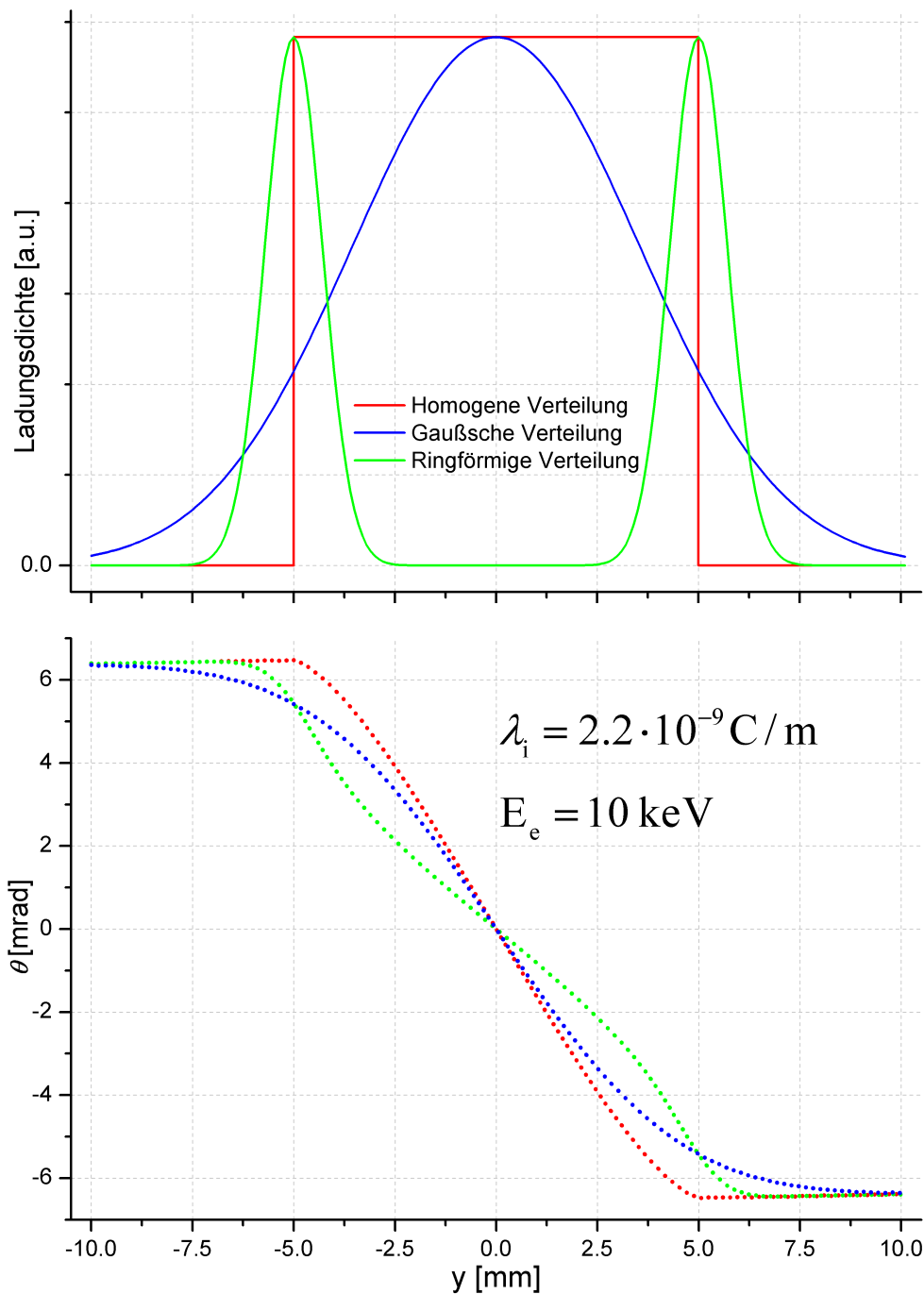
Folgende Tabelle zeigt die kleinstmögliche anwendbare Elektronenenergie für unterschiedlichen Parameter eines Uran-Strahls,  $^{238}\text{U}^{+28}$ . Die Energie des Ionenstrahls ist dabei auf 2 GeV fixiert.

Anzahl	Pulsdauer	$\lambda_i [\cdot 10^{-9} \text{ C/m}]$	$E_e [\text{keV}]$ (für $\theta_{max} = 20 \text{ mrad}$ )
$10^{10}$	50 ns	3,42	4,82
	5 $\mu\text{s}$	$3,42 \cdot 10^{-2}$	$4,82 \cdot 10^{-2}$
$10^{11}$	50 ns	$3,42 \cdot 10$	$4,82 \cdot 10$
	5 $\mu\text{s}$	$3,42 \cdot 10^{-1}$	$4,82 \cdot 10^{-1}$
$10^{12}$	50 ns	$3,42 \cdot 10^2$	$4,82 \cdot 10^2$
	5 $\mu\text{s}$	3,42	4,82

**Tabelle 3.1:** Kleinstmögliche anwendbare Elektronenenergie für unterschiedlichen Parameter eines Uran-Strahls,  $^{238}\text{U}^{+28}$ . Der Ionenstrahl hat eine Energie von 2 GeV.

### 3.2.1.3 Vergleich Ladungsverteilungen von Ionenstrahlen

Um festzustellen, ob bei unterschiedlichen Ladungsverteilungen im Querschnitt eines Ionenstrahls auch unterschiedliche Ablenkungswinkel der Elektronen hervorgerufen werden können, wurden in dieser Arbeit bei den Simulationen eine homogene, eine Gaußsche und eine ringförmige Ladungsverteilung berücksichtigt.



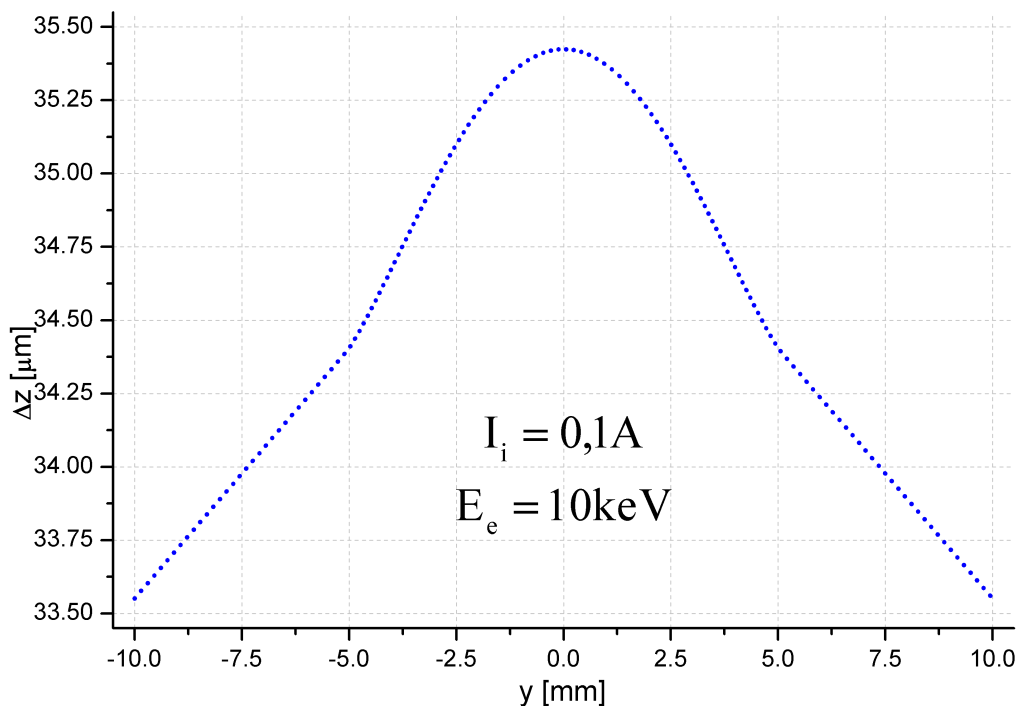
**Abbildung 3.4:** Oben sind drei unterschiedliche Ladungsverteilungen im Querschnitt eines Ionenstrahls dargestellt. Unten ist der Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset für die jeweiligen Verteilungen dargestellt. Der Ionenstrahl hat eine Linienladungsdichte von  $\lambda_i = 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}$  und einen Radius von 5 mm. Die Elektronen haben eine kinetische Energie von 10 keV.

Für die jeweilige Verteilung wurden bei gleichen Parametern des Ionenstrahls Simulationen durchgeführt und die Resultate zusammen dargestellt. Dabei hatte der Ionenstrahl eine Linienladungsdichte von  $\lambda_i = 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}$  und einen Radius von 5 mm. Für die Gaußsche sowie die ringförmige Verteilung ist der Radius  $R = \sqrt{2} \cdot \sigma$ . Die Elektronen hatten eine Energie von 10 keV.

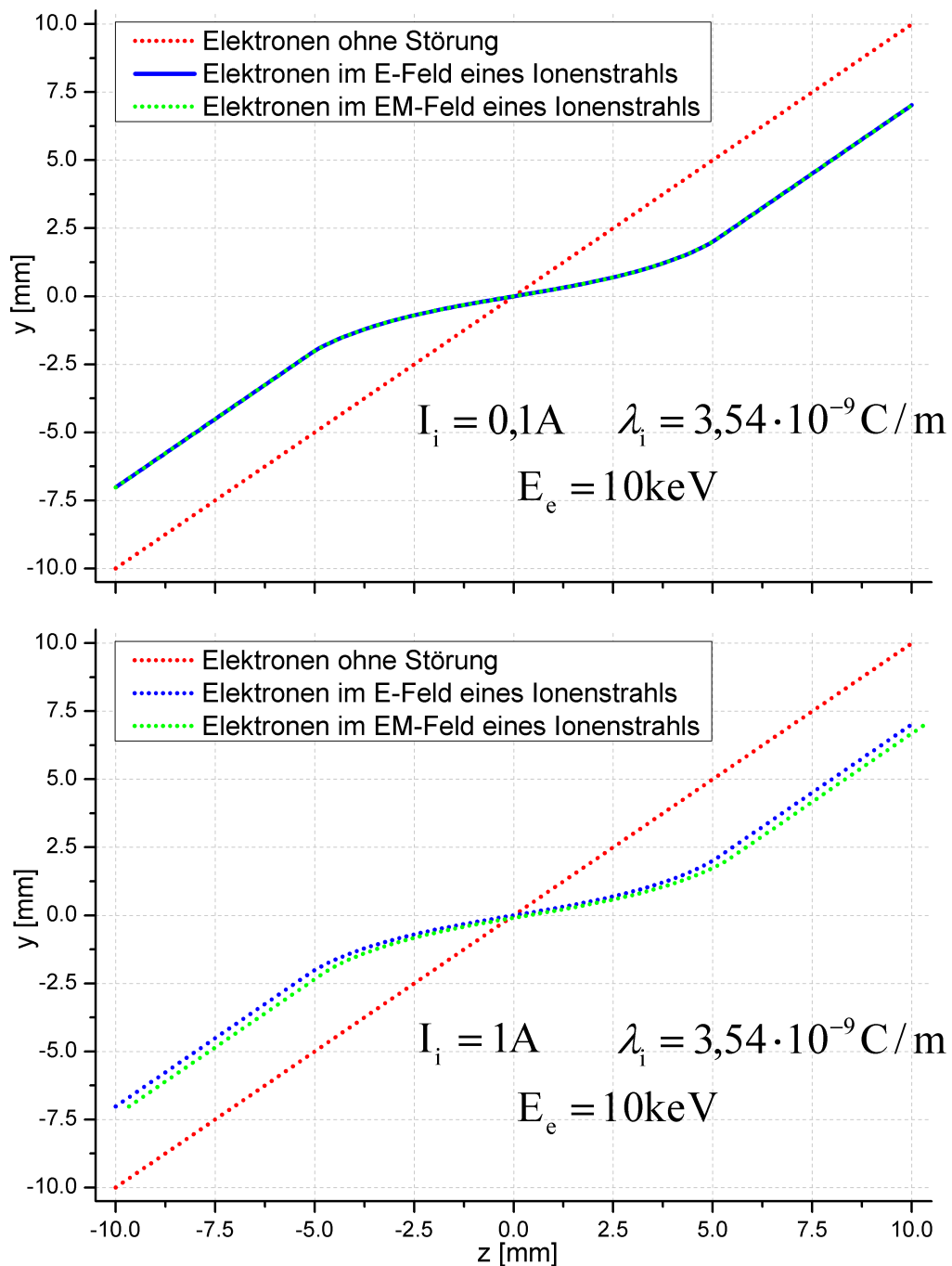
Die Resultate der Simulationen haben, wie in der Abbildung (3.4) zu sehen ist, einen deutlichen Unterschied zwischen den Ablenkungswinkeln der Elektronen bei unterschiedlichen Ladungsverteilungen im Querschnitt des Ionenstrahls gezeigt. Dies weist darauf hin, dass eine beliebige Ladungsverteilung im Querschnitt eines Ionenstrahls durch die EBI-Diagnostikmethode bestimmt werden kann.

### 3.2.2 Einfluss des magnetischen Feldes auf die Elektronen

Obwohl der Einfluss des magnetischen Feldes eines Ionenstrahls auf die Elektronen, die sich quer durch den Ionenstrahl bewegen, sich selbst aufhebt, ist eine vom Ionenstrom abhängige Verschiebung der Elektronen entlang der Ionenstrahlachse (z-Achse) unvermeidlich. Diese Verschiebung kann die Analyse der experimentellen Daten verfälschen, daher muss sie quantitativ untersucht werden.



**Abbildung 3.5:** Die Verschiebung der Elektronen entlang der Ionenstrahlachse wegen des magnetischen Feldes des Ionenstrahls als Funktion von Offset. Der Ionenstrahl hat einen Strom von 100 mA und einen Radius von 5 mm.



**Abbildung 3.6:** Elektronen im Szintillator bei zwei unterschiedlichen Ionenströmen. Die rote Linie: Elektronen sind in Abwesenheit des Ionenstrahls. Die blaue Kurve: Elektronen sind nur im elektrischen Feld des Ionenstrahls. Die grüne Kurve: Elektronen sind im elektrischen und magnetischen Feld des Ionenstrahls, welcher einen Radius von 5 mm hat.

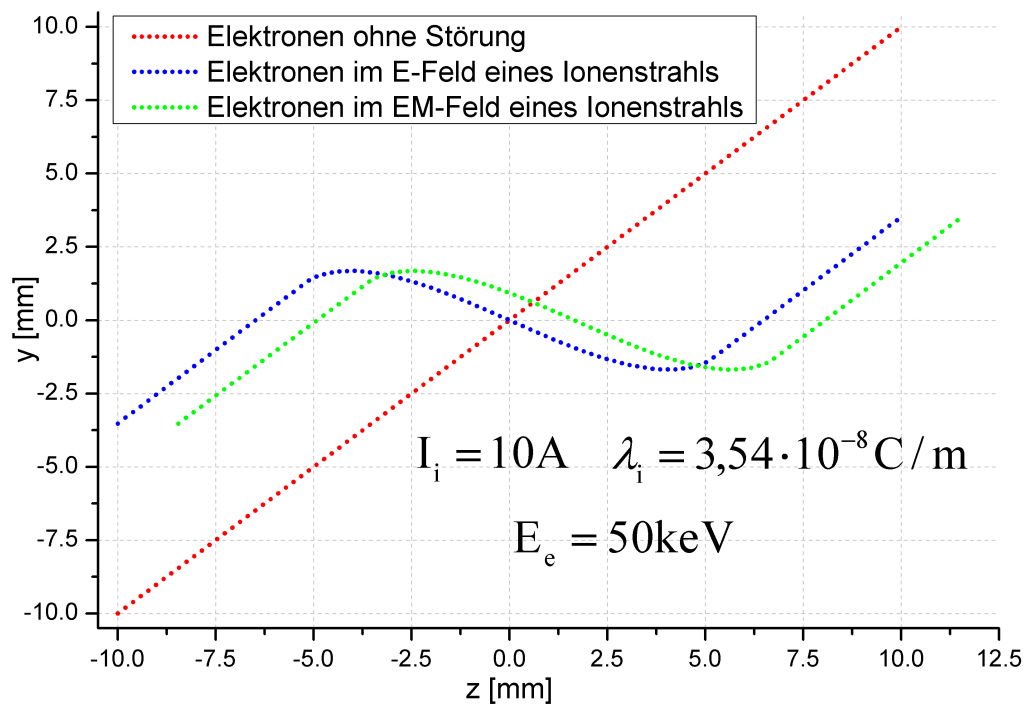
---

In den Simulationen wurde auch das magnetische Feld der Ionenstrahlen berücksichtigt. Für jedes Elektron wurde somit in Gegenwart des Ionenstrahls die Verschiebung  $\Delta z$  entlang der z-Achse berechnet. Abbildung (3.5) zeigt die Verschiebung der Elektronen als Funktion von Offset für einen Ionenstrom von 100 mA und einen Radius von 5 mm. Die Ladungsverteilung war dabei homogen.

Die Elektronen werden schon bei einem Ionenstrom von 100 mA entlang der Ionenstrahl-Achse um  $34,5 \pm 1 \mu\text{m}$  verschoben. Bei einer Vervielfachung des Ionenstroms wird die Verschiebung der Elektronen auch vervielfacht. Daher ist dieser Effekt bei den Experimenten zu berücksichtigen.

Abbildung (3.6) zeigt Elektronen im Szintillator bei zwei unterschiedlichen Ionenströmen, 0,1 A und 1 A. Die Ionenstrahlen haben dabei aber die gleiche Linienladungsdichte. Der z-Achse entspricht der Ionenstrahlachse und y ist der Offset. Dargestellt sind die Elektronen in Abwesenheit des Ionenstrahls, nur im elektrischen Feld sowie im elektrischen und magnetischen Feld des Ionenstrahls. Im Falle des kleinen Ionenstroms ist praktisch keine Verschiebung der Elektronen entlang der z-Achse zu beobachten. Bei einem Ionenstrom von 1 A zeigte sich bereits eine Verschiebung, die bei den Experimenten zu berücksichtigen ist.

Nächste Abbildung zeigt die Verschiebung der Elektronen für einen noch höheren Ionenstrom von 10 A. Dabei ist auch die Linienladungsdichte so hoch, dass die Elektronenenergie auch erhöht werden muss, damit der Ablenkungswinkel der Elektronen im Anwendungsbereich der EBI-Diagnostikmethode bleibt.



**Abbildung 3.7:** Elektronen im Szintillator bei einem Ionenstrom von 10 A. Die rote Linie: Elektronen sind in Abwesenheit des Ionenstrahls. Die blaue Kurve: Elektronen sind nur im elektrischen Feld des Ionenstrahls. Die grüne Kurve: Elektronen sind im elektrischen und magnetischen Feld des Ionenstrahls, welcher einen Radius von 5 mm hat. Der Elektronenstrahl hat dabei eine Energie von 50 keV.





---

## 4 Offline-Experiment

Um die „Electron Beam Imaging“-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils der Ionenstrahlen zu untersuchen, wurden am HHT-Messplatz der GSI in Darmstadt vorab Offline-Messungen ohne Ionenstrahlen durchgeführt. Dabei wurde das von Ionenstrahlen hervorgerufene elektrische Feld mithilfe dünner Metalldrähte simuliert. Die Experimente mit Ionenstrahlen erfolgten dann an der Beschleunigeranlage FRANZ der Goethe Universität Frankfurt. Diese werden im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert.

In diesem Kapitel werden als erstes die existierende Beschleunigeranlage GSI und die zukünftige Beschleunigeranlage FAIR sowie der HHT-Messplatz beschrieben. Danach werden der Aufbau und die Funktionsweise des Offline-Experiments im Detail beschrieben. Zum Schluss werden die Resultate des Offline-Experiments dargestellt und analysiert.

---

### 4.1 Die Beschleunigeranlagen der GSI/FAIR

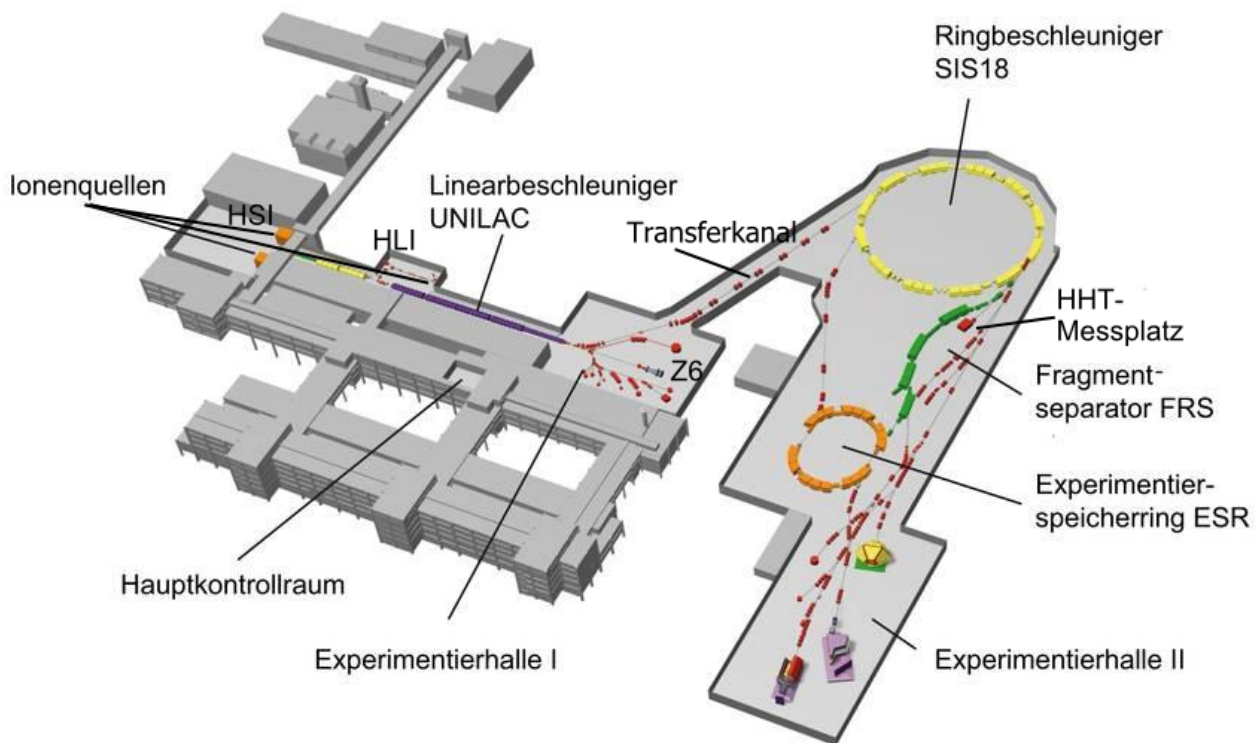
---

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt stellt ein breites Spektrum an Ionenstrahlen mit verschiedenen Energien für unterschiedliche Experimente zur Verfügung.

Die Forschungsschwerpunkte in der Beschleunigeranlage GSI sind vielfältig und reichen von der Biophysik und Strahlenmedizin, der Materialforschung, der Atomphysik und der Kernphysik bis hin zur Physik dichter Plasmen und hoher Energiedichten (HEDP = engl. „High Energy Density Physics“). Die Abbildung (4.1) gibt eine Übersicht der GSI-Anlage.

Die Ionen werden entweder in der Betriebshalle, vor dem Hochstrominjektor (HSI) des Universal Linear Accelerator (UNILAC), oder im Hochladungsinjektor (HLI), am Eingang in die Alvarez-Struktur, erzeugt. Im Alvarez-Teil des UNILACs werden die Ionen bis auf eine Energie von maximal 11,4 AMeV beschleunigt. Danach kann der Strahl weiter beschleunigt werden, so dass er am Ende des UNILACs Energie von bis zu 20 AMeV erreichen kann. Die in diesem Energiebereich durchgeführten Experimente werden über verschiedene Strahlzweige versorgt.

Um höhere Ionenenergien erzielen zu können, müssen die Ionen vom Ausgang des UNILACs über einen 150 m langen Transferkanal zum Ringbeschleuniger (SIS 18) weitergeleitet werden, in dem die Schwerionen, abhängig von ihrer Ordnungszahl, bis auf einige AGeV beschleunigt werden können. Durch Mehrfachinjektionen kann man die Strahlintensität weiter erhöhen. Der

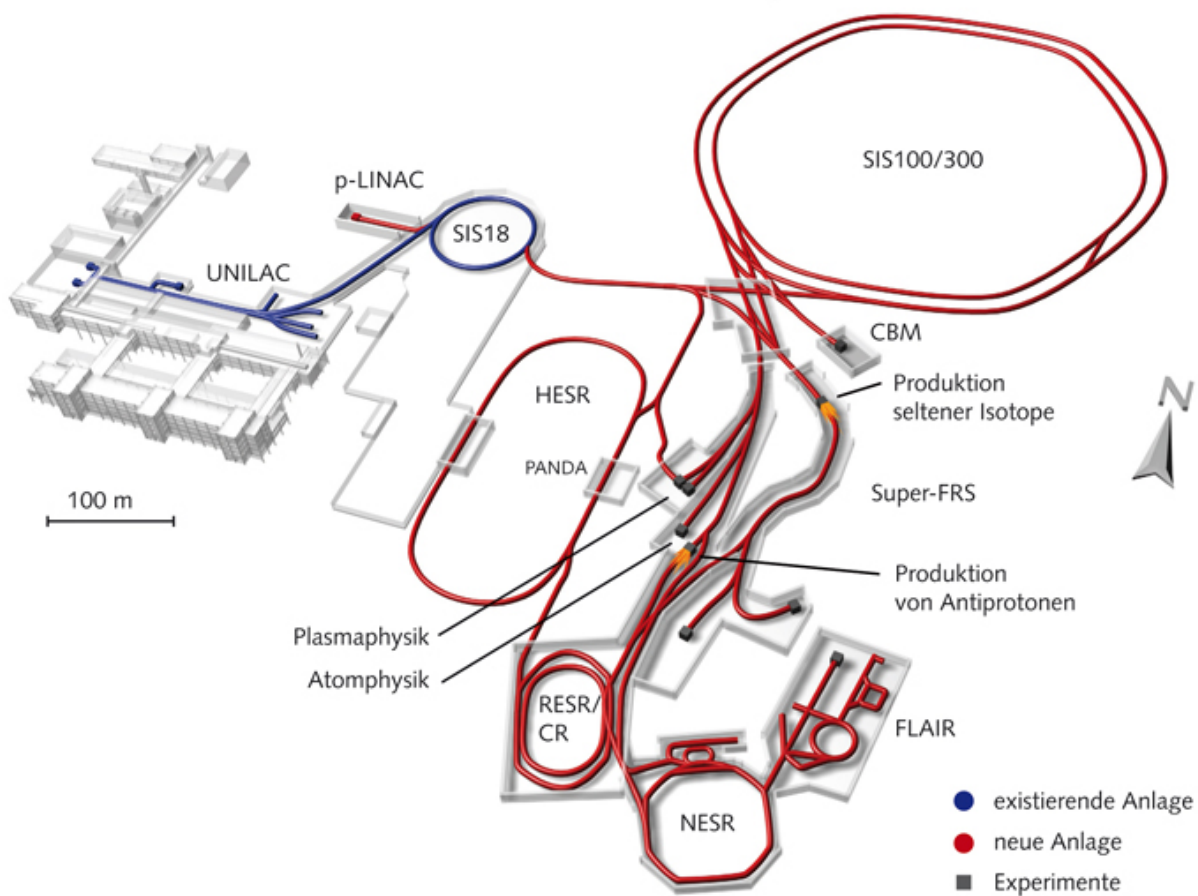


**Abbildung 4.1:** Die Beschleunigeranlagen der GSI

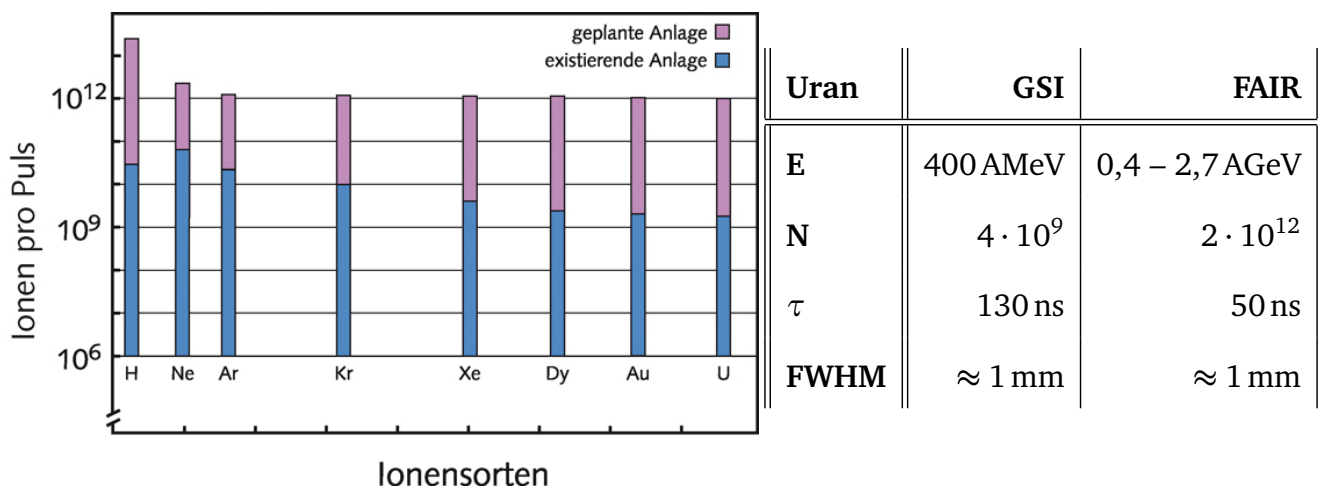
vom SIS 18 extrahierte Ionenstrahl kann entweder im Experimentierspeicherring (ESR) gespeichert werden oder er steht für unterschiedliche Experimente zur Verfügung. Am Ende einer der Transferstrecken, die sich an den SIS 18 anschließen, liegt der HHT-Messplatz. Hier werden Experimente zur Wechselwirkung hochintensiver Schwerionenstrahlen mit Materie und ihrer Eigenschaften bei hoher Energiedichte durchgeführt.

Die GSI-Anlage wird in der Zukunft das Synchrotron (SIS 100/300) der FAIR-Anlage (Facility for Antiproton and Ion Research), welche sich gegenwärtig im Bau befindet, speisen. Ein Überblick über die zukünftige Beschleunigeranlage FAIR ist in der Abbildung (4.2) zu sehen.

In den Designparametern des FAIR-Projekts wird angestrebt, die Teilchenzahl pro Strahlpuls im Vergleich zur GSI-Anlage um bis zu drei Größenordnungen zu erhöhen. Die Intensität der Schwerionenstrahlen soll bei gleichzeitig reduzierter Strahlemittanz um bis zu vier Größenordnungen erhöht werden. Das Diagramm sowie die Tabelle in der Abbildung (4.1) zeigen die Strahlintensität verschiedener Ionensorten und die Parameter eines Uran-Strahls bei GSI und FAIR.



**Abbildung 4.2:** Die Beschleunigeranlagen der FAIR

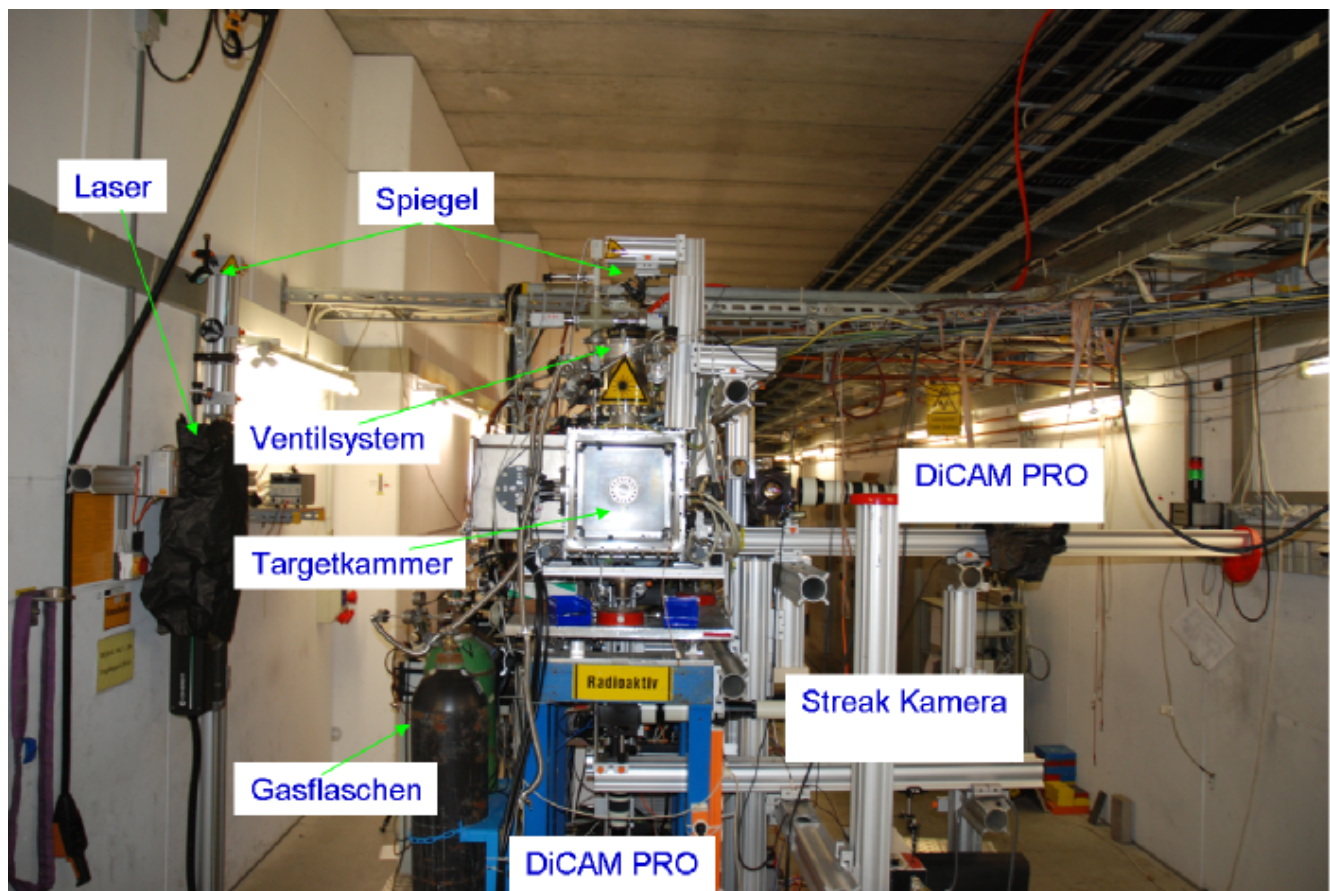


**Tabelle 4.1:** Die Ionenstrahlintensität verschiedener Ionensorten an der existierenden Anlage (GSI) und an der geplanten Anlage (FAIR) [FAIR 2014]. Die Tabelle rechts zeigt die Parameter des Uran-Strahls bei der GSI und bei FAIR [Tahir et al. 2007].

Für den zuverlässigen Betrieb der Beschleunigeranlage ist die Kenntnis und Kontrolle weiterer Strahlparameter, wie zum Beispiel Strom, Position, Phase, longitudinales Profil sowie Strahlemittanz, eine Grundvoraussetzung. Für die vielfältigen Anforderungen der GSI-Anlage wurden angepasste Diagnoseverfahren entwickelt. Eine ausführliche Übersicht über zahlreiche Diagnosemöglichkeiten der Ionenstrahlen findet man in [Forck 2006].

## 4.2 Der Hochtemperaturmessplatz (HHT)

Der intensive und hochenergetische Ionenstrahl gelangt nach der Extraktion aus dem SIS 18 über einen 74 m langen Transferkanal am HHT-Messplatz.

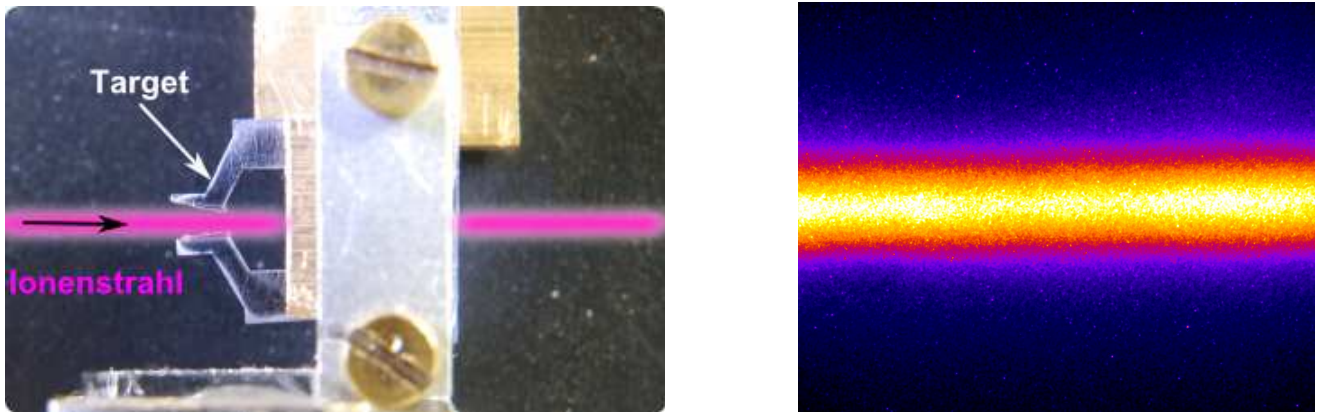


**Abbildung 4.3:** Der Hochtemperaturmessplatz (HHT)

Auf den letzten 30 m erfolgt die Führung des Ionenstrahls durch zwei Quadrupol-Duplets (QD), und wird durch ein Quadrupol-Triplet (QT) vor der Targetkammer auf das Target fokussiert. Der Strahl wird nach der Interaktion mit dem Target am anderen Ende der Kammer gestoppt. Die Targetkammer kann sowohl mit Gas — wie zum Beispiel: Argon, Helium oder Stickstoff — gefüllt als auch bis auf  $10^{-5}$  mbar evakuiert werden. Durch ein Vakuumfenster in



der Kammer kann mithilfe von iCCD Kameras (DiCAM PRO Kameras) die genaue Position des Ionenstrahls bestimmt werden. Einen Überblick über den HHT-Messplatz zeigt die Abbildung (4.3).



**Abbildung 4.4:** Links ist ein  $200\text{ }\mu\text{m}$  dicke Tantal Folie zu sehen, die mittels eines  $1\text{ }\mu\text{s}$  Ionenstrahls zerstört wurde. Rechts ist die im Gas Stickstoff ionenstrahlinduzierte Fluoreszenz.

Durch die Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem Strahlrohr und Targets entsteht ionisierende Strahlung, die dem Aufenthalt im Experimentierbereich während des Strahlbetriebs am Messplatz nicht erlaubt. Deswegen müssen Versuchssteuerung und die Datenaufnahme von einer externen Messkabine erfolgen. Die Verbindung mit dem Experimentierplatz wird über unterschiedliche elektrische Kabel —  $50\text{ }\Omega$ -koaxial Kabel für Trigger- und analoge Messsignale,  $75\text{ }\Omega$ -koaxial Kabel für Videosignale der Überwachungskameras, und mehradrige Kabel für Kontrollsignale — und über Lichtwellenleiter hergestellt. Die Kabelwege sind, bedingt durch die baulichen Gegebenheiten in der ESR Halle, bis zu  $100\text{ m}$  lang. Über das Steuerpult der Messkabine ist es möglich, die Strahlführungsparameter für den Bereich des Messplatzes optimal einzustellen.

Die Ionenstrahlen am HHT-Messplatz wurden bisher hauptsächlich dazu verwendet, um Festkörper-Targets zu heizen. Dabei werden unterschiedliche Targetgeometrien eingesetzt [Hug 2011]. Ein Beispiel ist in der Abbildung (4.4) links zu sehen: Eine  $200\text{ }\mu\text{m}$  dicke Tantal-Folie (Y-Form) wurde durch einen  $1\text{ }\mu\text{s}$  Ionenpuls geheizt und zerstört.

Der am HHT-Messplatz am häufigsten verwendete Ionenstrahl ist der Uranstrahl ( $^{238}\text{U}^{73+}$ ) mit einer spezifischen Energie von  $350\text{ AMeV}$ . Die Pulsdauer des Ionenstrahls liegt je nach Bedarf bei  $100$  oder  $1000\text{ ns}$ . Die Teilchenzahl je Bunch beträgt  $(1 - 5) \cdot 10^9$ .

Zur Ausrichtung und Fokussierung des Ionenstrahls wird die Targetkammer mit Argongas oder Stickstoff gefüllt und die strahlinduzierte Fluoreszenz mit den Kameras aufgezeichnet, siehe

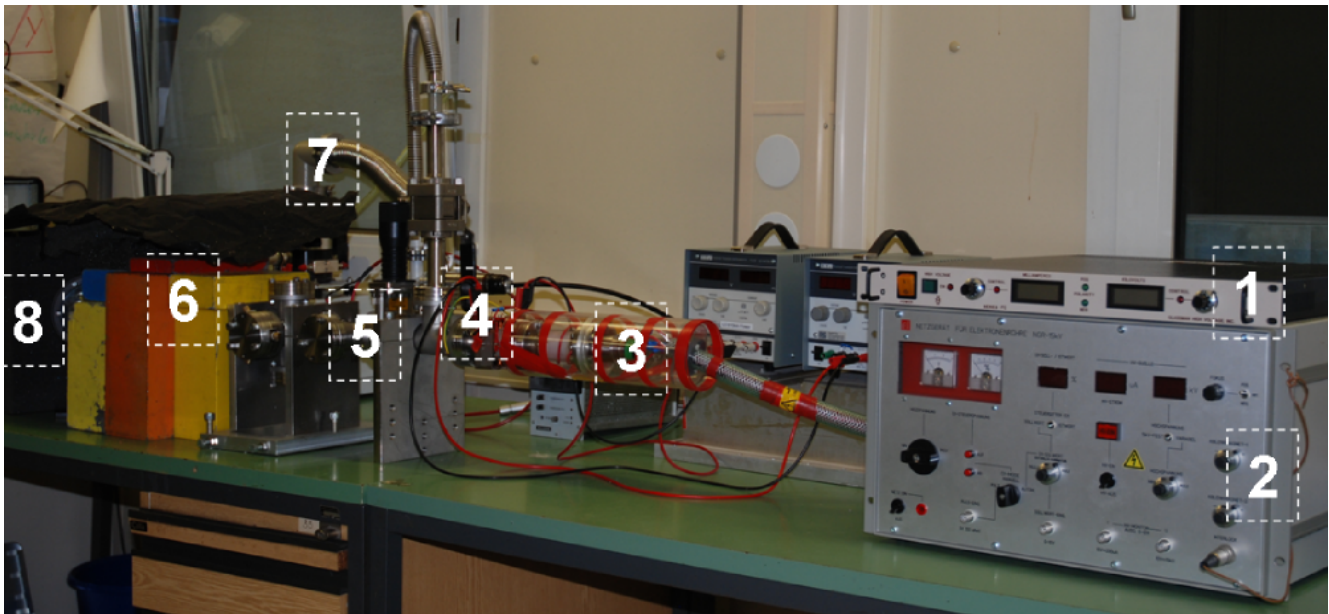
Abbildung 4.4 rechts. Durch Bildung eines Profils können die Lage und die Breite (FWHM) des Ionenstrahls abgeschätzt werden.

Die Herausforderung ist aber das transversale Profil des Ionenstrahls genau zu bestimmen. Die herkömmlichen Methoden, wie zum Beispiel Festkörper-Szintillatoren, können wegen sehr hohen Ionenstrahlintensitäten nicht angewendet werden. Es wurde allerdings Gas als Szintillator untersucht [Varentsov et al. 2008]. Das Gas hat zusätzlich zum einfachen Experiment-Aufbau den Vorteil, dass es nicht zerstört werden kann; das heißt, es kann mehrmals bestrahlt werden ohne es tauschen zu müssen. Es hat allerdings viele Nachteile, wie zum Beispiel, Probleme bei der Linearität und die Sekundärelektronen-Emission, welche die Diagnostik verfälschen können.

Die EBS/I-Diagnostikmethode hat sich besonders bei Hochvakuum als eine nichtinvasive und sehr gute Alternative zu den herkömmlichen Diagnostikmethoden erwiesen. Diese Diagnostikmethode benutzt die Elektronenstrahlen, welche den Ionenstrahl quer durchfliegen,

### 4.3 Aufbau des Offline-Experiments

Abbildung (4.5) gibt einen Überblick über das Offline-Experiment, welches am HHT-Messplatz aufgebaut wurde.



**Abbildung 4.5:** Offline-Experiment: 1 - Hochspannungsgenerator; 2 - Netzteil der Elektronenröhre; 3 - Elektronenröhre; 4 - Magnetische Linse; 5 - Vakuumkammer; 6 - Szintillator hinter den Blei-Klötzen; 7 - Turbomolekularpumpe; 8 - Spiegel

---

Die Experimentierkammer für das Offline-Experiment wurde aus CF-40 Zwischen- und Kreuzstücken aufgebaut. Zur Evakuierung der Kammer diente eine Turbomolekularpumpe, TURBOLAB 80 der Firma OERLIKON LEYBOLD VACUUM, welche einen Druck von bis zu  $10^{-7}$  mbar erzeugen kann. An einem Ende der Kammer wurde eine Elektronenröhre so montiert, dass im Betrieb der Elektronenstrahl auf der horizontalen Achse der Vakuumkammer verläuft. Um die Elektronen zu detektieren, wurde ein Festkörper-Szintillator verwendet, welcher am anderen Ende der Kammer an einem Fenster positioniert wurde. Durch das Fenster kann man die Fluoreszenz des Szintillators beobachten. Mithilfe eines Spiegels wurde das Bild, welches am Szintillator entsteht, an eine digitale Kamera weitergeleitet und von dieser aufgenommen. Da bei der Abbremsung der Elektronen die Röntgenstrahlung entsteht, wurden zur Abschirmung Blei-Klötze um den Szintillator herum aufgestellt.

Die Elektronenröhre muss immer unter Vakuum bleiben, deswegen wurde ein Handventil, welches die Elektronenröhre vom Rest der Kammer trennt, eingesetzt. Somit wurde gewährleistet, dass beim Belüften der Experimentierkammer die Elektronenröhre unter Vakuum bleibt. Im Experimentierbereich wurden durch die Mitte eines CF-Kreuzstücks Metalldrähte horizontal und senkrecht zur Elektronenbahn mittels einer vakuumdichten elektrischen Durchführung gespannt. Die Drähte waren allerdings von der Vakuumkammer elektrisch isoliert. Die elektrische Durchführung wurde am Hochspannungsgenerator, welcher eine positive Spannung von bis zu +10 kV erzeugen kann, angeschlossen. Beim Anlegen einer Spannung zwischen Kammer und den Metalldrähten entsteht ein elektrisches Feld um den Draht, welches das elektrische Feld des Ionenstrahls simuliert.

---

### 4.3.1 Elektronenstrahlsystem

---

Das Elektronenstrahlsystem besteht aus einer Elektronenröhre — Kathodenstrahlröhre — und einem geeigneten Netzgerät. In diesem Teilkapitel werden der schematische Aufbau und das Funktionsprinzip der Kathodenstrahlröhre beschrieben. Darüber hinaus wird das Prinzip der Bündelung der Elektronenstrahlen durch die in der Elektronenröhre integrierten, elektrostatischen Linsen erläutert.

---

#### 4.3.1.1 Erzeugung und Beschleunigung von Elektronen

---

Zur Erzeugung und Beschleunigung von Elektronen wurde in dieser Arbeit eine Kathodenstrahlröhre der Firma „Richardson Electronics GmbH“ Modell 3-659 verwendet. Die Kathodenstrahlröhre (engl. cathode ray tube, abgekürzt CRT, auch Braunsche Röhre<sup>1</sup> genannt) ist eine

---

<sup>1</sup> Die Kathodenstrahlröhre wurde 1897 von Karl Ferdinand Braun entwickelt

Elektronenröhre, die einen gebündelten Elektronenstrahl erzeugt. Die bekannteste Anwendung ist die Bildröhre in Fernsehgeräten oder Computern, die inzwischen weitgehend durch Plasma- und LCD-Bildschirme abgelöst worden ist. Für andere Zwecke wird der erzeugte Elektronenstrahl nicht zur direkten Anzeige verwendet, zum Beispiel im Elektronenmikroskop, Betatron oder der Röntgenröhre.

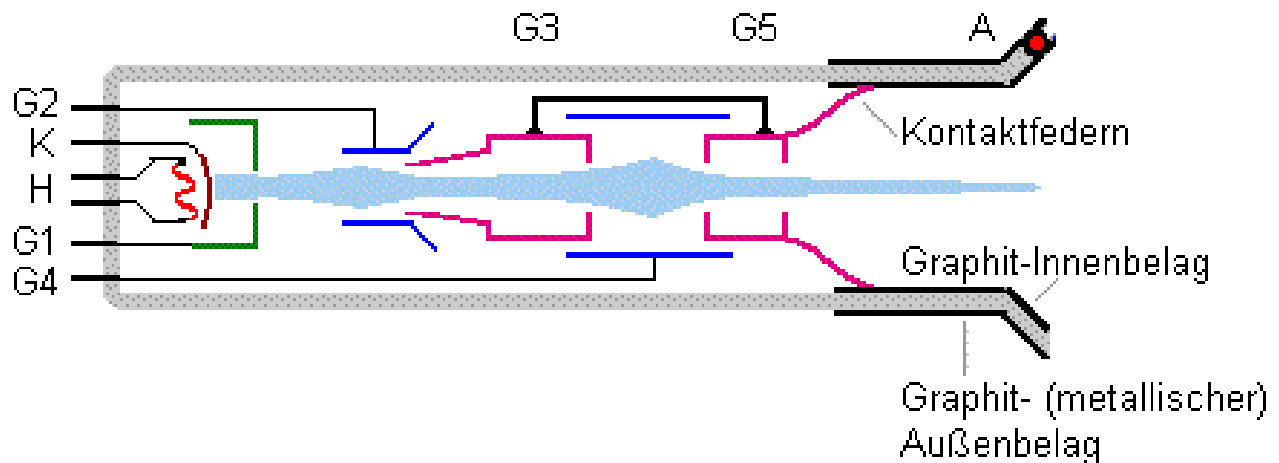


**Abbildung 4.6:** Typische Kathodenstrahlröhre wie sie für schwarz-weiß Fernsehbildröhren verwendet wurde

Eine Kathodenstrahlröhre für schwarz-weiß Fernsehbildröhren ist in Abbildung (4.6) zu sehen. Zur Energieversorgung der Elektronenstrahlröhre kam ein Netzgerät NGR-15kV der Firma „IBT Elektronik GmbH“ zum Einsatz, welches die Heizspannung, die Beschleunigungsspannung sowie verschiedene Steuerspannungen bereitstellt. Die Beschleunigungsspannung und der Elektronenstrom können am Netzteil überwacht und geregelt werden. Mit dem Elektronenstrahlsystem lassen sich Elektronen mit einer Energie von bis zu 15 keV und ein Elektronenstrom von bis zu 100  $\mu\text{A}$  erzeugen.

Eine schematische Darstellung der Kathodenstrahlröhre ist in Abbildung (4.7) zu sehen. Der Heizdraht mit den Anschlüssen H erhitzt indirekt den Belag der Kathode K. Durch eine angelegte Hochspannung werden die Elektronen von der Kathode weg in Richtung Anode A beschleunigt. Auf die Kathode folgt das Steuergitter G1. In der Kathodenstrahlröhre wird G1 als Wehneltzylinder bezeichnet. Dieser ist ein zylinderförmiges Röhrchen und hat in Richtung der Anode ein kleines Loch, durch das die Elektronen austreten. Der Wehneltzylinder ermöglicht die nahezu leistungslose Steuerung des Strahlstroms, da er in der Regel negativ gegenüber der Kathode ist



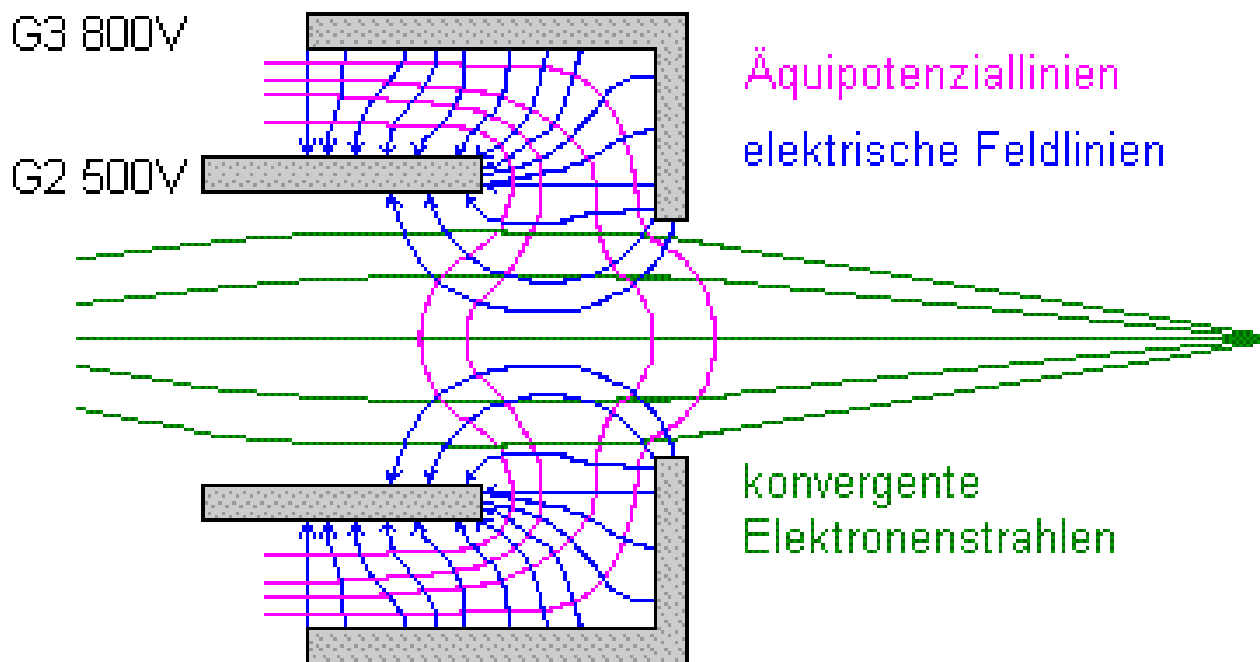


**Abbildung 4.7:** Schematische Darstellung einer Kathodenstrahlröhre [Mietke 2013]

und er so selbst keinen Strom führt. Verlassen die Elektronen den Wehneltzylinder, so fliegen sie gestreut in Richtung der Anode auseinander. Die auf den Wehneltzylinder folgenden Gitteranordnungen bilden ein elektronenoptisches System zur Strahlfokussierung. Die Gitter G2 – G5 sind Metallzylinder, an denen unterschiedliche Potenziale angelegt sind. Das Gitter G3 ist der erste Teil der Anode und leitend mit der eigentlichen Ringanode G5 verbunden. Sie steht über Kontaktfedern leitend mit dem Anodeninnenbelag und dem äußeren Anodenanschluss der Bildröhre in Verbindung. Zwischen G3 und G5 ist das Fokussiergitter G4 angeordnet. Sowohl die Schirmgitter– als auch die Fokussungsspannung sind einstellbar.

#### 4.3.1.2 Bündelung der Elektronenstrahlen durch elektrostatische Linsen

Die Skizze in Abbildung (4.8) zeigt das Prinzip der Bündelung eines Elektronenstrahls durch die in der Kathodenstrahlröhre integrierten, zylinderförmigen elektrostatischen Linsen. Zwei ineinandergeschobene Röhrchen liegen auf unterschiedlichen Gleichspannungspotenzialen. Die äußere Elektrode, das Gitter G3 der CRT, ist positiver als die innere Elektrode, das Fokussiergitter G2. Der Verlauf des Elektronenstrahls durch das so erzeugte elektrische Feld ähnelt dem von Lichtstrahlen durch eine übliche bikonvexe Sammellinse. Somit wird der eintretende Elektronenstrahl in einem Punkt auf der Achse der elektrostatischen Linse fokussiert. Das Verändern des Potenzialunterschieds zwischen den Elektroden der Linse verschiebt den Brennpunkt in horizontaler Richtung.



**Abbildung 4.8:** Bündelung eines Elektronenstrahls durch die in der Kathodenstrahlröhre integrierten zylinderförmigen elektrostatischen Linsen [Mietke 2013]

#### 4.3.2 Ausrichtung der Elektronenstrahlen

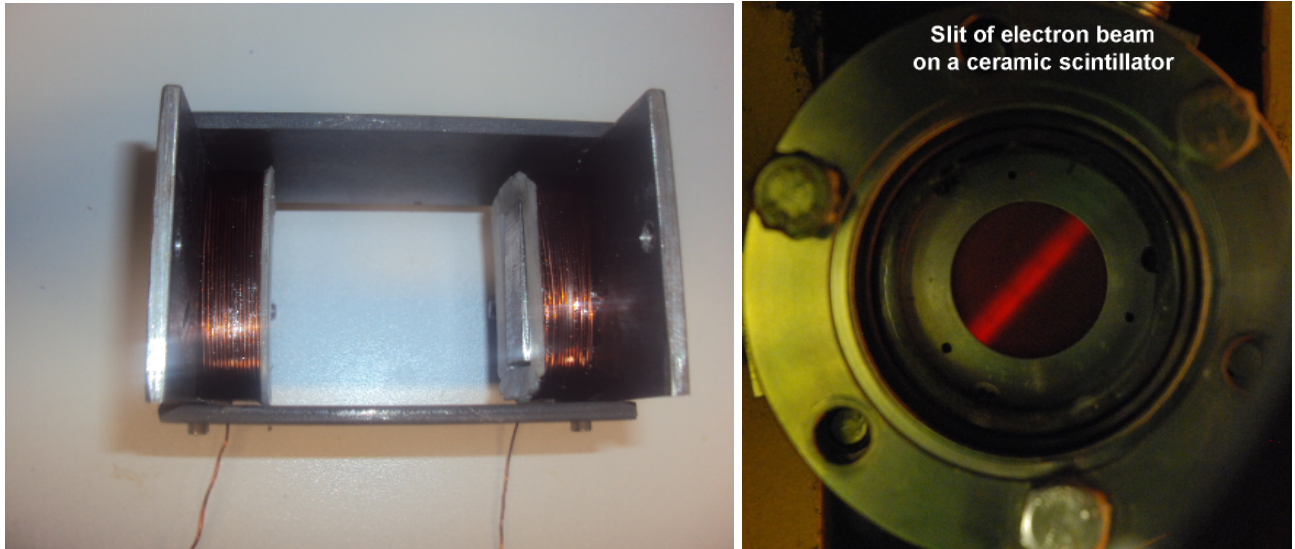
Wegen der großen Entfernung zwischen der Elektronenquelle und dem Szintillator ist eine zusätzliche Ausrichtung der Elektronen notwendig. Zu diesem Zweck wurde eine mechanische Justiervorrichtung eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen Wellbalg mit CF-40 Flanschen, welcher direkt nach der Elektronenröhre montiert ist. Durch drei Schrauben, welche die Flanschen des Wellbalgs verbinden, wird die Ausrichtung der Elektronenröhre bezüglich der Vakuummkammer festgelegt. Die Schrauben wurden so justiert, dass der Elektronenstrahl in der Mitte des Szintillators trifft.

Nach dem Wellbalg ist das Handventil montiert, welches bei Bedarf die Elektronenröhre vom Experimentierbereich trennen kann. Darauf folgt ein CF-40 Zwischenstück, an dem eine magnetische Linse zur Erzeugung eines linienförmigen transversalen Profils der Elektronenstrahlen montiert ist.

#### 4.3.3 Erzeugung der Elektronenstrahlen mit linienförmigem transversalem Profil

Um ein linienförmiges transversales Profil des Elektronenstrahls zu erzeugen, wurde eine magnetische Linse eingesetzt. Dabei handelt es sich um zwei gegenüberliegende Spulen, die ent-

gegengesetzte Felder erzeugen. Die Überlagerung dieser Felder im Raum zwischen den Spulen führt zu einem magnetischen Feld mit einer ausgeprägten Quadrupol-Komponente. Somit wird der Elektronenstrahl in einer Ebene, in der die optische Achse der Linse liegt, fokussiert und in einer anderen, zur ersten senkrecht stehenden Ebene defokussiert. Es bildet sich dadurch ein linienförmiges transversales Strahlprofil.



**Abbildung 4.9:** Die magnetische Linse (links), die Szintillation eines Keramik-Szintillators (rechts).

---

## 4.4 Resultate und Auswertungen

---

Zur Untersuchung der EBI-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils von Ionenstrahlen wurde beim Offline-Experiment das elektrische Feld der Ionenstrahlen sowohl im Außenbereich als auch im Innenbereich simuliert.

---

### 4.4.1 Simulation des elektrostatischen Feldes außerhalb eines Ionenstrahls

---

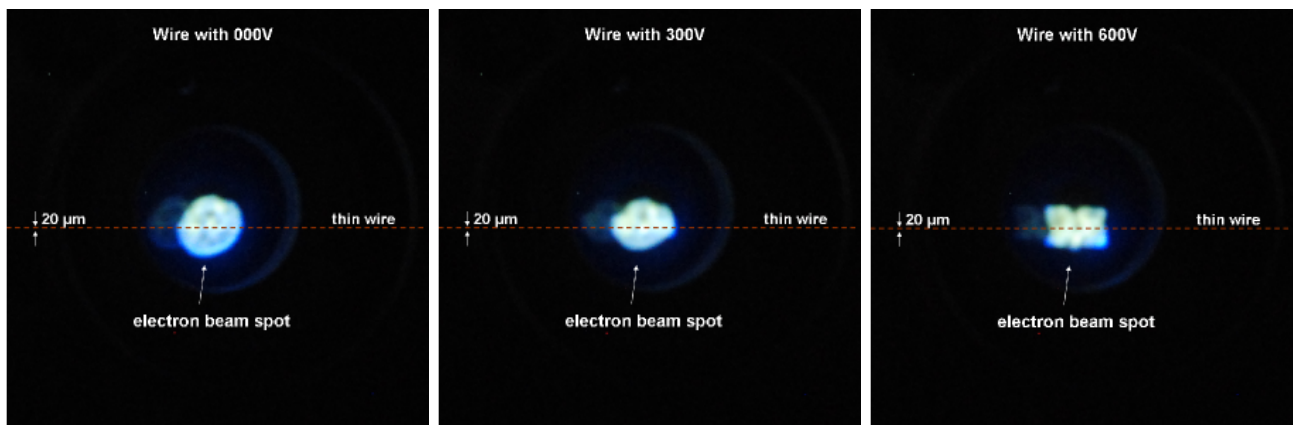
Um das elektrische Feld außerhalb eines Ionenstrahls zu simulieren, wurde in der Mitte der Experimentierkammer ein Zink-Draht mit einem Durchmesser von  $20\text{ }\mu\text{m}$  senkrecht zur Elektronenbahn gespannt und an einer elektrischen Durchföhrung angeschlossen. Beim Anlegen einer positiven Spannung zwischen dem Draht und der geerdeten Kammerwand entsteht im Raum ein elektrisches Feld, welches radial weg vom Draht verläuft und mit  $1/r$  abklingt. Dieses Feld wurde sowohl mit einem zylindersymmetrischen Elektronenstrahl als auch mit einem Elektronenstrahl mit linienförmigem transversalem Profil untersucht.

---

#### 4.4.1.1 Untersuchung mit einem zylindersymmetrischen Elektronenstrahl

---

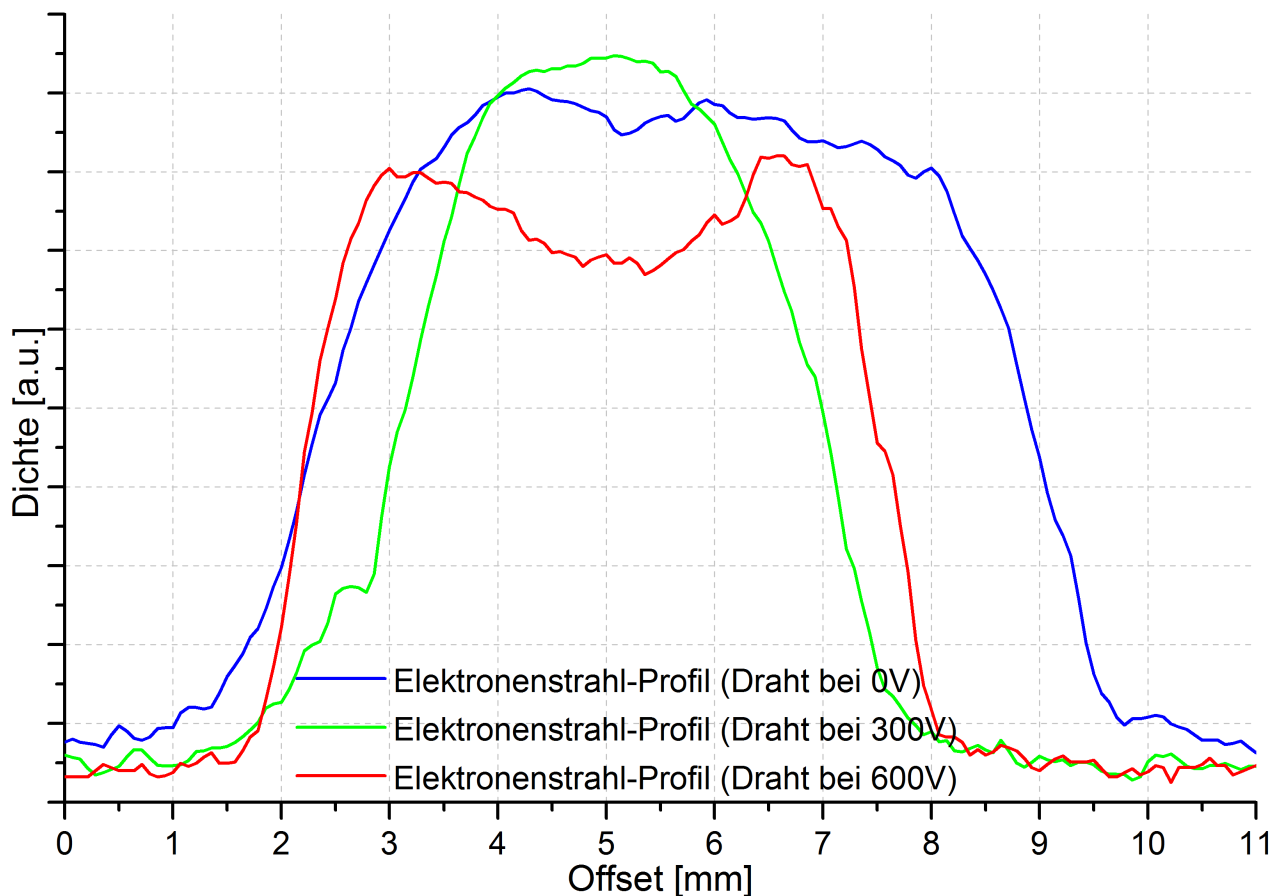
Abbildung (4.10) zeigt die Änderung des kreisförmigen Profils eines zylindersymmetrischen Elektronenstrahls nach der Durchquerung des elektrischen Feldes eines  $20\text{ }\mu\text{m}$  dicken Zink-Drahtes. Im linken Bild lag der Draht auf Erdpotenzial, im Bild in der Mitte auf 300 V und im rechten Bild auf 600 V.



**Abbildung 4.10:** Die durch einen Elektronenstrahl im Szintillator induzierte Fluoreszenz nach dem Durchgang durch das Feld eines  $20\text{ }\mu\text{m}$  dicken Zink-Drahtes, welches auf einem Potenzial von 0 V, 300 V und 600 V lag.

Bei der Durchquerung des im Raum zwischen Draht und Kammer erzeugten elektrischen Feldes werden die Elektronen wegen der Feldgradienten unterschiedlich abgelenkt. Die Feldgradienten führen dazu, dass die Elektronenbahnen sich innerhalb des Strahls kreuzen und sich somit dessen Profil ändert.

Da der Draht horizontal und senkrecht zur Elektronenstrahlbahn liegt und das erzeugte elektrische Feld radial weg vom Draht verläuft, werden die Elektronen nur vertikal abgelenkt. Daher wurde beim Analysieren der Bilder das Profil des Elektronenstrahls nur in vertikaler Richtung untersucht. Die Änderung des Profils des Elektronenstrahls ist in Abbildung (4.11) zu sehen.

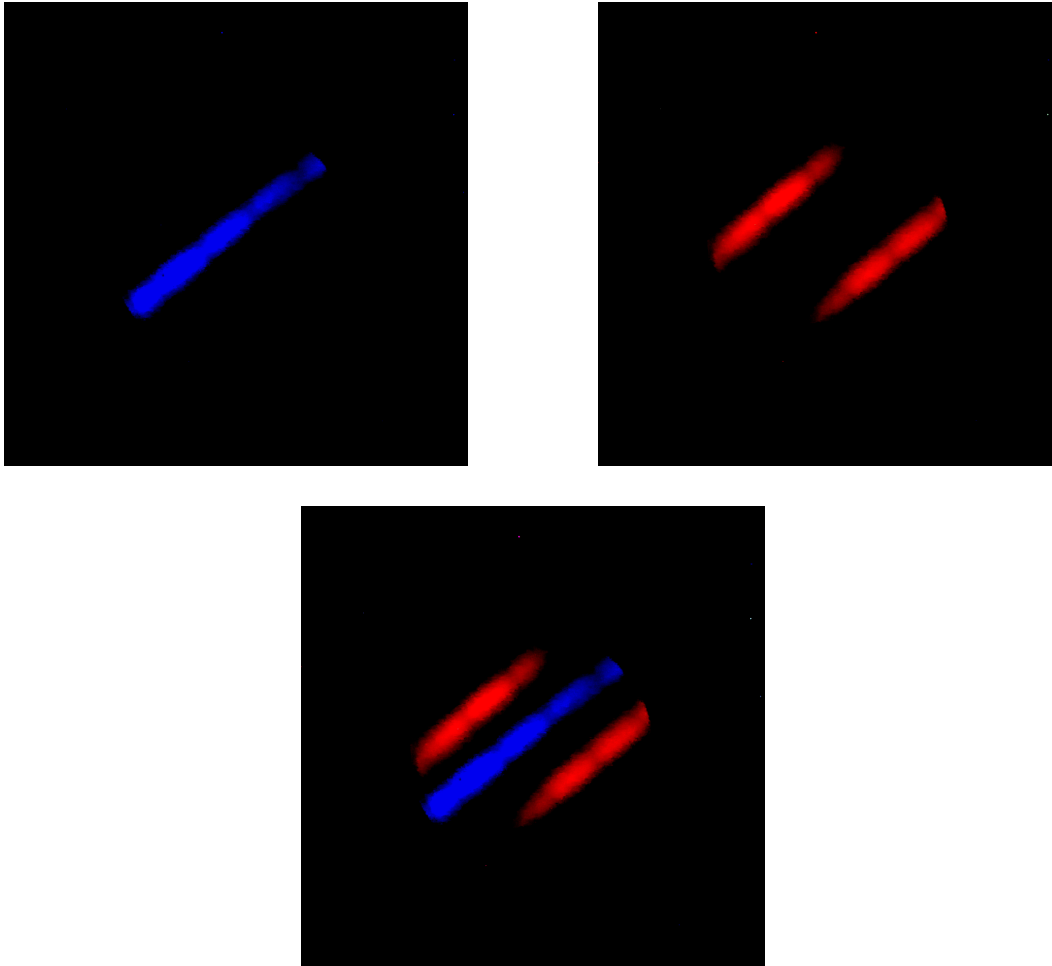


**Abbildung 4.11:** Das vertikale Profil eines Elektronenstrahls nach der Durchquerung des elektrischen Feldes eines  $20\text{ }\mu\text{m}$  dicken Zink-Drahtes. Die blaue Kurve zeigt das Profil bei einer Spannung von 0 V, die grüne bei einer von 300 V und die rote bei einer von 600 V.

Mithilfe eines zylindersymmetrischen Elektronenstrahls kann die Position des Drahtes beziehungsweise des Ionenstrahls festgestellt werden. Sein transversales Profil lässt sich allerdings besonders wegen der sich kreuzenden Elektronenbahnen schlecht bestimmen. Außerdem liefert das Profil des Elektronenstrahls keine eindeutige Information.

#### 4.4.1.2 Untersuchung mit linienförmigem transversalem Profil eines Elektronenstrahls

Um die Ablenkung der einzelnen Elektronen nach der Durchquerung des elektrischen Feldes nachvollziehen zu können, ist es von Vorteil diese auf eine zum Draht beziehungsweise zum Ionenstrahl geneigte Linie zu verteilen. Somit können die Ablenkungen der einzelnen Elektronen leicht identifiziert werden.



**Abbildung 4.12:** Szintillationsmuster in Abhängigkeit vom Drahtpotenzial. Oben Links ist die durch nicht abgelenkte Elektronen hervorgerufene Szintillation; der Draht war geerdet. Oben rechts ist Szintillation wegen abgelenkter Elektronen; Das Drahtpotenzial betrug 700 V. Unten wurden die zwei oberen Bilder überlagert.

Abbildung (4.12) zeigt die in einem Keramik-Szintillator durch Elektronen erzeugte Fluoreszenz. Der Szintillator hatte eine Dicke von 0,5 mm und eine Abklingzeit von ungefähr 100 ms. In der Abbildung sind die durch nicht abgelenkte Elektronen hervorgerufene Szintillation blau und die durch abgelenkte Elektronen hervorgerufene Szintillation rot dargestellt. Der Draht hatte dabei ein Potenzial von 700 V bezüglich der geerdeten Experimentierkammer. Der Ab-

lenkungswinkel der Elektronen lässt sich berechnen, indem man die Verschiebung  $\Delta y$  der Elektronen in vertikaler Richtung bestimmt und durch den Abstand  $\Delta x$  zwischen dem Draht und Szintillator dividiert.

$$|\theta| = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (4.1)$$

Nach der Analyse der Aufnahmen des Offline-Experiments hat sich gezeigt, dass der Ablenkungswinkel der Elektronen außerhalb des elektrisch geladenen Drahtes praktisch unveränderlich bleibt, was eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell bedeutet. Dieser konstante Ablenkungswinkel der Elektronen außerhalb eines Ionenstrahls beziehungsweise eines elektrisch geladenen Drahtes hängt nur von der Linienladungsdichte  $\lambda$  des letzteren.

$$|\theta| = \frac{e\lambda}{4\epsilon_0 E_0} \quad (4.2)$$

Dabei ist  $E_0$  die kinetische Energie der Elektronen an der Quelle und  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante.

Die elektrische Spannung zwischen Draht und der geerdeten Kammer entspricht dem Potenzial am Draht und hat somit folgenden Ausdruck:

$$U_D = U_{DK} = \frac{\lambda_D}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_K}{r_D}\right)$$

Wobei  $r_D$  der Radius des Drahtes ist und  $r_K$  der Abstand zwischen der Mitte des Drahtes und der Kammerwand.

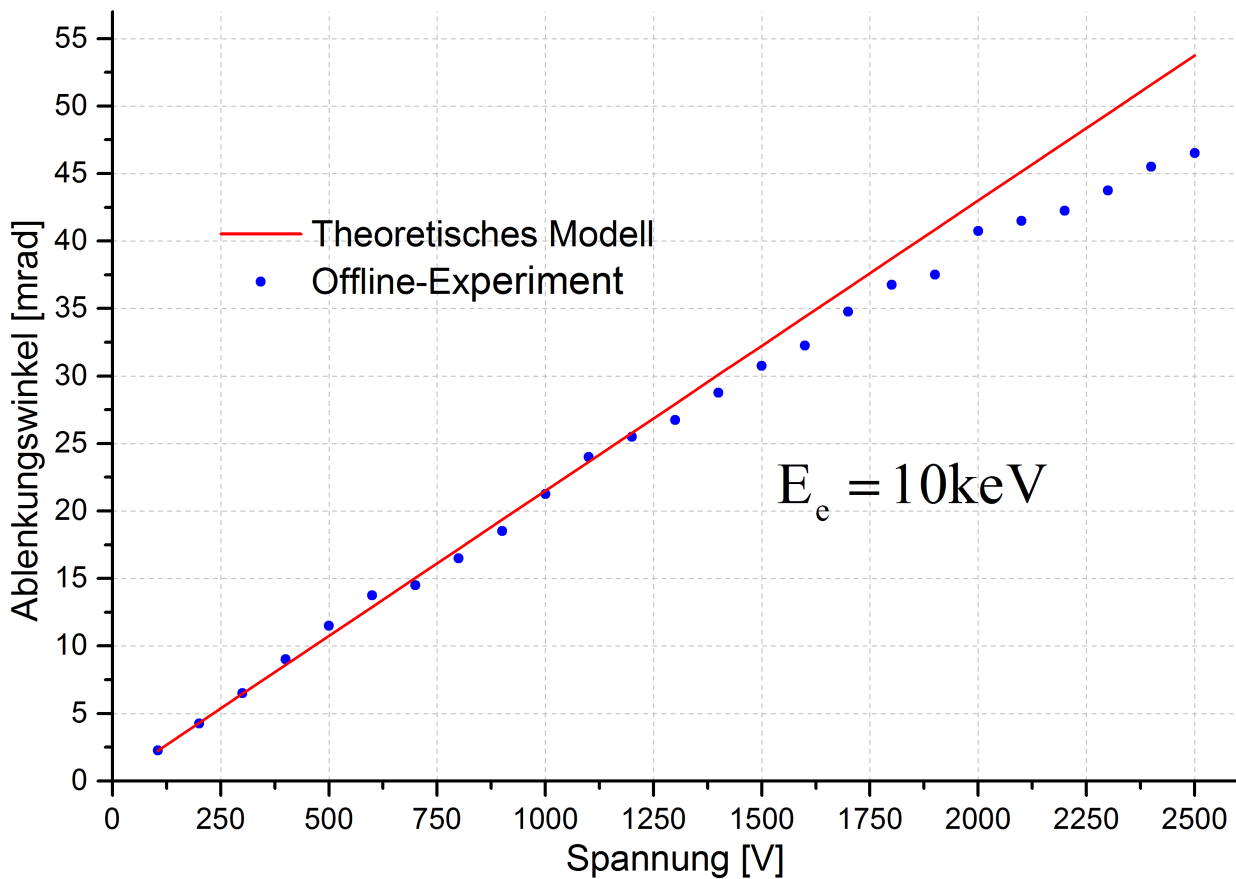
Die Linienladungsdichte des Drahtes lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$\lambda_D = \frac{U_D}{\ln\left(\frac{r_K}{r_D}\right)} \cdot 2\pi\epsilon_0$$

Setzt man letzten Ausdruck in Gleichung (4.2) ein, so erhält man ein Verhältnis zwischen dem Ablenkungswinkel der Elektronen und dem am Draht angelegten Potenzial:

$$|\theta| = \frac{\pi}{2 \ln\left(\frac{r_K}{r_D}\right)} \cdot \frac{U_D}{U_e}$$

Dabei ist  $U_e = \frac{E_0}{e}$  die Spannung, mit der die Elektronen von der Elektronenröhre weg beschleunigt wurden.



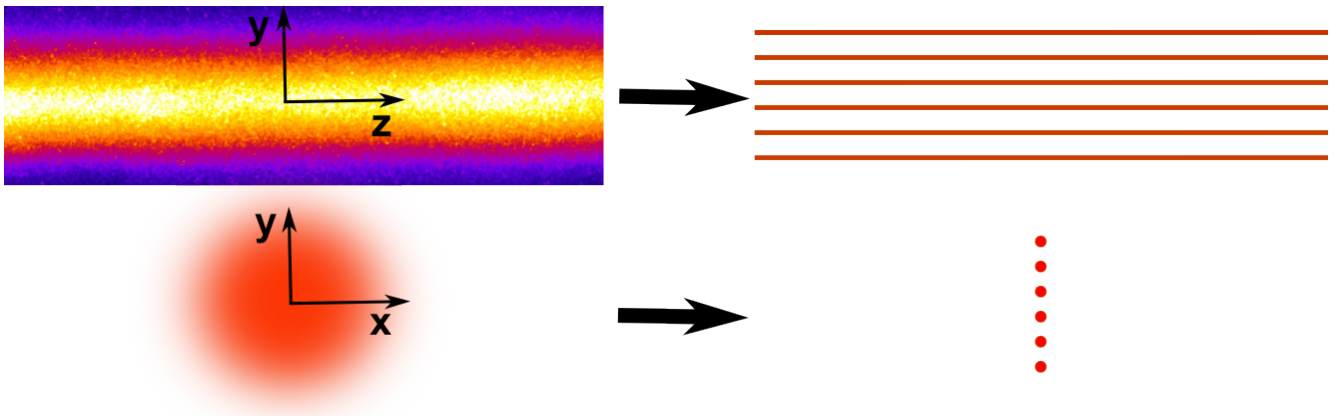
**Abbildung 4.13:** Der Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von elektrischer Spannung zwischen Draht und Experimentierkammer ist für das theoretische Modell und für die Resultate des Offline-Experiments dargestellt. Der Draht liegt horizontal in der Mitte der Kammer und senkrecht zur Elektronenbahn. Der Elektronenstrahl hat ein linienförmiges transversales Profil und eine Energie von 10 keV.

Abbildung (4.13) zeigt den Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion der elektrischen Spannung zwischen Draht und der geerdeten Experimentierkammer. Die Spannung entspricht dem Potenzial am Draht, welches proportional zur Linienladungsdichte des Drahtes ist. Die graphische Darstellung in Abbildung (4.13) deutet darauf hin, dass im Falle kleiner Spannung — bis zu etwa 10% der Beschleunigungsspannung der Elektronen — beziehungsweise Ladungsdichten praktisch kein Unterschied zwischen dem theoretischen Modell und den Resultaten des Offline-Experiments zu beobachten ist. Bei höheren Ladungsdichten sind Unterschiede deutlich zu sehen, die auf den Gültigkeitsbereich des theoretischen Modells hinweisen. Diese Resultate bestätigen auch die numerischen Untersuchungen.



#### 4.4.2 Simulation des elektrostatischen Feldes innerhalb eines Ionenstrahls

Um den Innenbereich eines Ionenstrahls zu simulieren, wurden mehrere parallele, elektrisch geladene Drähte verwendet. Sie bilden eine vertikale Ebene, die auch senkrecht zum Elektronenstrahl steht. Zwischen diesen Drähten können die Elektronen durchfliegen. Zur Veranschaulichung des experimentellen Aufbaus sind in Abbildung (4.14) mehrere Drähte in longitudinaler Richtung sowie in transversaler Richtung dargestellt.



**Abbildung 4.14:** Ionenstrahlen wurden im Offline-Experiment durch elektrisch geladene Drähte ersetzt. Die Drähte sind horizontal, parallel zueinander und befinden sich in einer vertikalen Ebene.

Da die Änderung des Ablenkungswinkels der Elektronen, welche sich senkrecht durch einen Ionenstrahl bewegen, von der in der transversalen Ebene lokalen Linienladungsdichte abhängig ist, werden die Elektronen beim Offline-Experiment von Linienladung zu Linienladung unterschiedlich abgelenkt. Somit wird innerhalb der elektrisch geladenen Drähte eine Änderung des Ablenkungswinkels, der aber außerhalb einen konstanten Maximalwert annehmen soll, hervorgerufen.

Für das Offline-Experiment wurden zur Vereinfachung der entsprechenden Theorie die elektrisch geladenen Drähte nur als rein positive Linienladungen in der vertikalen Ebene senkrecht zur Elektronenbahn angesehen. Wenn die Elektronen die Bereiche zwischen Linienladungen durchqueren, werden sie entsprechend folgendem Ausdruck unterschiedlich abgelenkt.

$$\Delta\theta_i = \frac{\pi}{2\epsilon_0} \cdot \frac{\lambda_{Di}}{U_e} \quad (4.3)$$

---

Dabei ist  $\lambda_{D_i}$  die Linienladungsdichte eines Drahtes und  $U_e$  die elektrische Spannung, mit der die Elektronen von der Elektronenquelle weg beschleunigt wurden.

Von der Mitte aus gesehen lässt sich der Ablenkungswinkel der Elektronen an der Außenseite jedes Drahtes durch folgende Formel berechnen:

$$|\theta_i| = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{U_D}{U_e} \cdot \sum_{j=-i}^i \frac{1}{\ln(r_{jK}/r_D)} \quad (4.4)$$

Dabei haben zur Vereinfachung des Experiments alle Drähte das gleiche positive Potenzial  $U_D$ .

In der Mitte, also bei  $i = 0$ , ist der Ablenkungswinkel Null. Dabei heben sich die Einflüsse der geladenen Drähte auf die Elektronen gegenseitig auf.

Der maximale Wert des Ablenkungswinkels wird dann erreicht, wenn alle geladenen Drähte in Gleichung (4.4) berücksichtigt werden. Er hat somit dann folgenden Ausdruck:

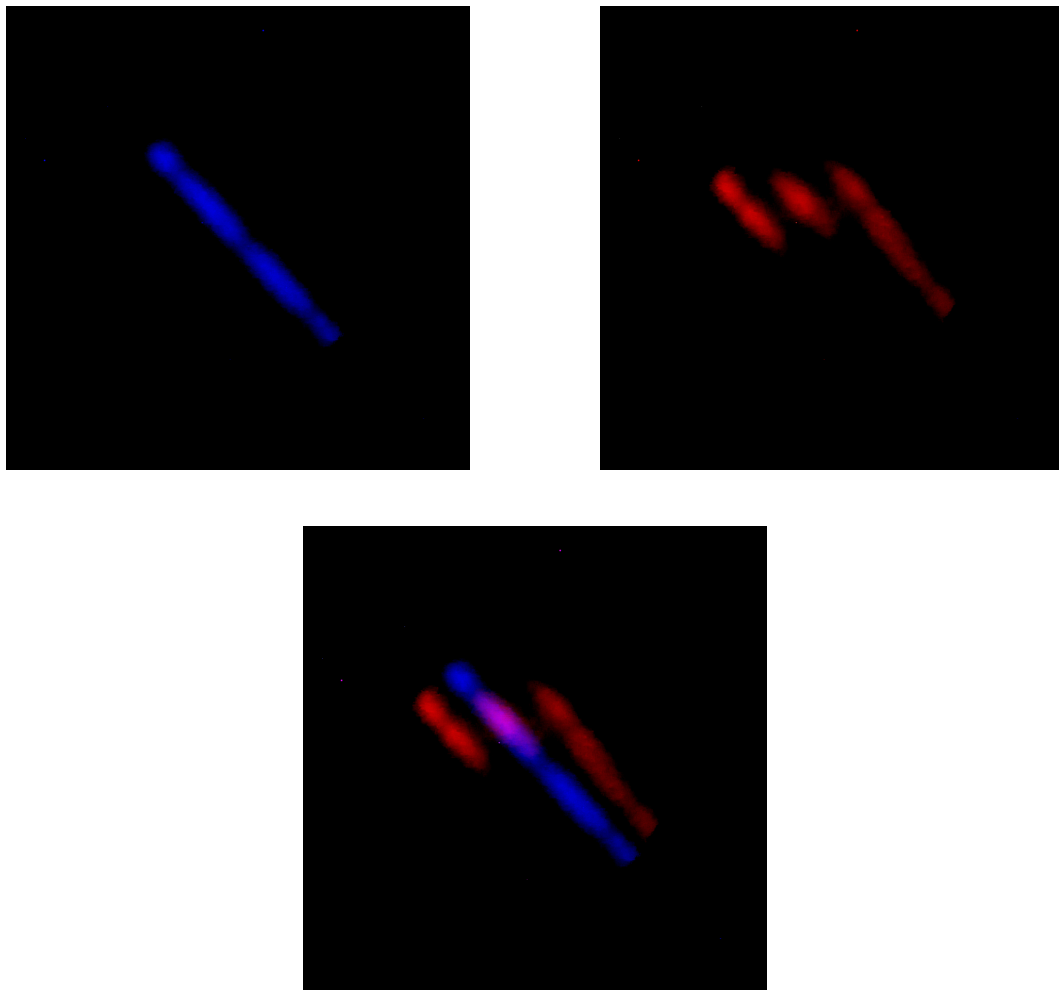
$$|\theta_{max}| = |\theta_N| = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{U_D}{U_e} \cdot \sum_{j=-N}^N \frac{1}{\ln(r_{jK}/r_D)} \quad (4.5)$$

---

#### 4.4.2.1 Zwei elektrisch aufgeladene Drähte

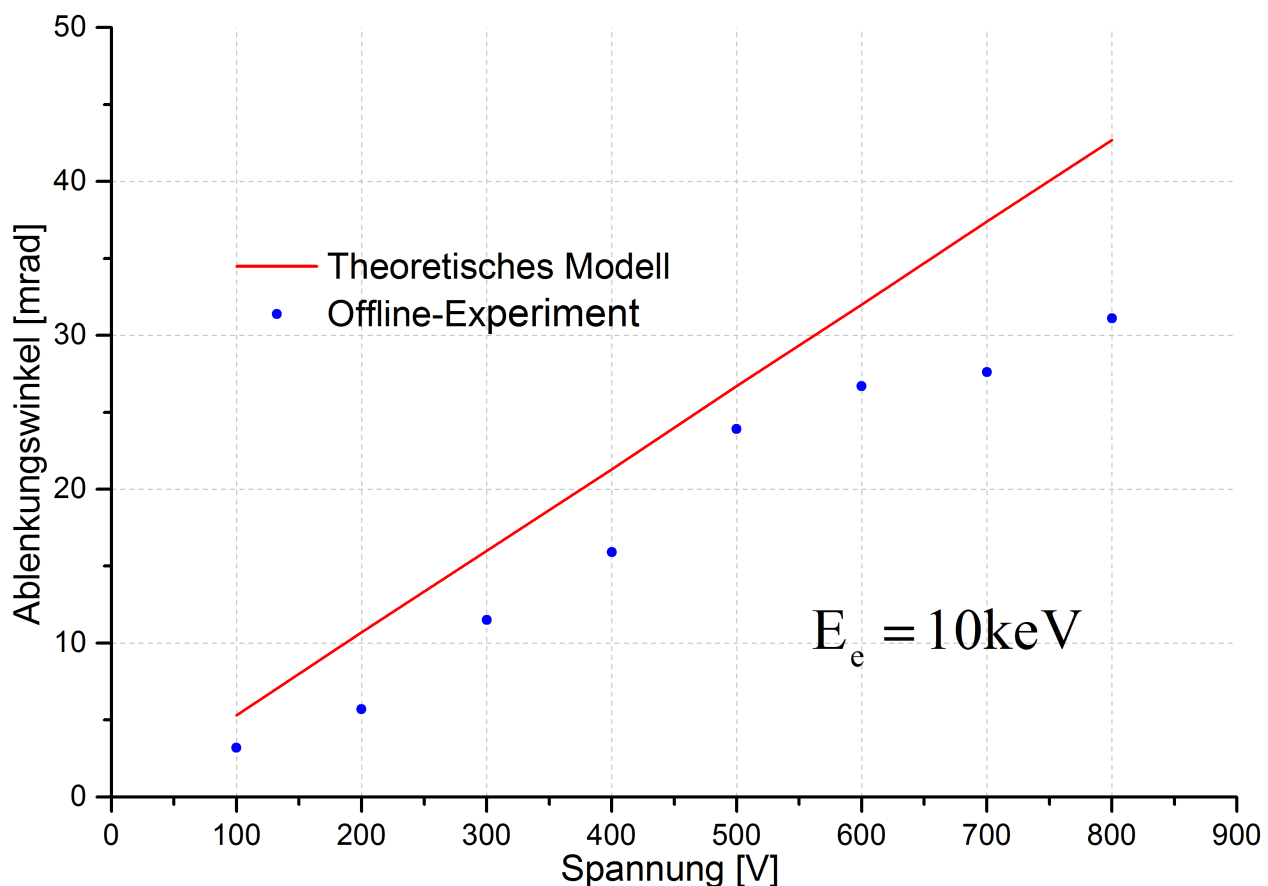
---

Als Erstes wurden zwei elektrisch geladene Drähte in einem Abstand von 1 mm parallel zueinander in der vertikalen Ebene und senkrecht zur Elektronenbahn gespannt. Der Elektronenstrahl hatte eine Energie von von 10 keV und ein linienförmiges transversales Profil, welches bezüglich der Drähte geneigt war. In Abbildung (4.15) ist das durch den Elektronenstrahl am Szintillator induzierte Fluoreszenzlicht nach der Durchquerung des Drähtezwischenraumes zu sehen. Das blau dargestellte Fluoreszenzlicht wurde durch die ungestörten Elektronen induziert. Dabei waren die Drähte auf 0V. Das rot dargestellte Fluoreszenzlicht wurde von den abgelenkten Elektronen hervorgerufen. Die zwei Drähte waren dabei jeweils auf einem Potenzial von 300V.



**Abbildung 4.15:** Elektronenstrahl am Szintillator nach der Durchquerung des Raumes zwischen zwei Drähten, welche horizontal und senkrecht zur Elektronenbahn liegen. Der Abstand zwischen den Drähten ist 1 mm. Oben links ist die Fluoreszenz durch nicht abgelenkte Elektronen; das Potenzial der Drähte ist 0 V. Oben rechts die Drähte haben ein Potenzial von 300 V. Unten wurden die zwei oberen Bilder überlagert.

In der Mitte zwischen den zwei positiv aufgeladenen Drähten wurden die Elektronen praktisch nicht abgelenkt. Dies stimmt mit den theoretischen Vorhersagen überein. Es wurde außerdem der Ablenkungswinkel der Elektronen außerhalb dieser Drähte für verschiedenen Potentiale bestimmt und zusammen mit dem theoretischen Modell graphisch dargestellt, siehe Abbildung (4.16). Die Resultate des Offline-Experiments haben allerdings im Falle von zwei aufgeladenen Drähten eine Abweichung vom theoretischen Modell ergeben.



**Abbildung 4.16:** Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von elektrischer Spannung zwischen Drähten und der Experimentierkammer ist für das theoretische Modell und für die Resultate des Offline-Experiments dargestellt. Die Drähte liegen horizontal in der Mitte der Kammer und senkrecht zur Elektronenbahn. Der Elektronenstrahl hat ein linienförmiges transversales Profil und eine Energie von 10 keV.

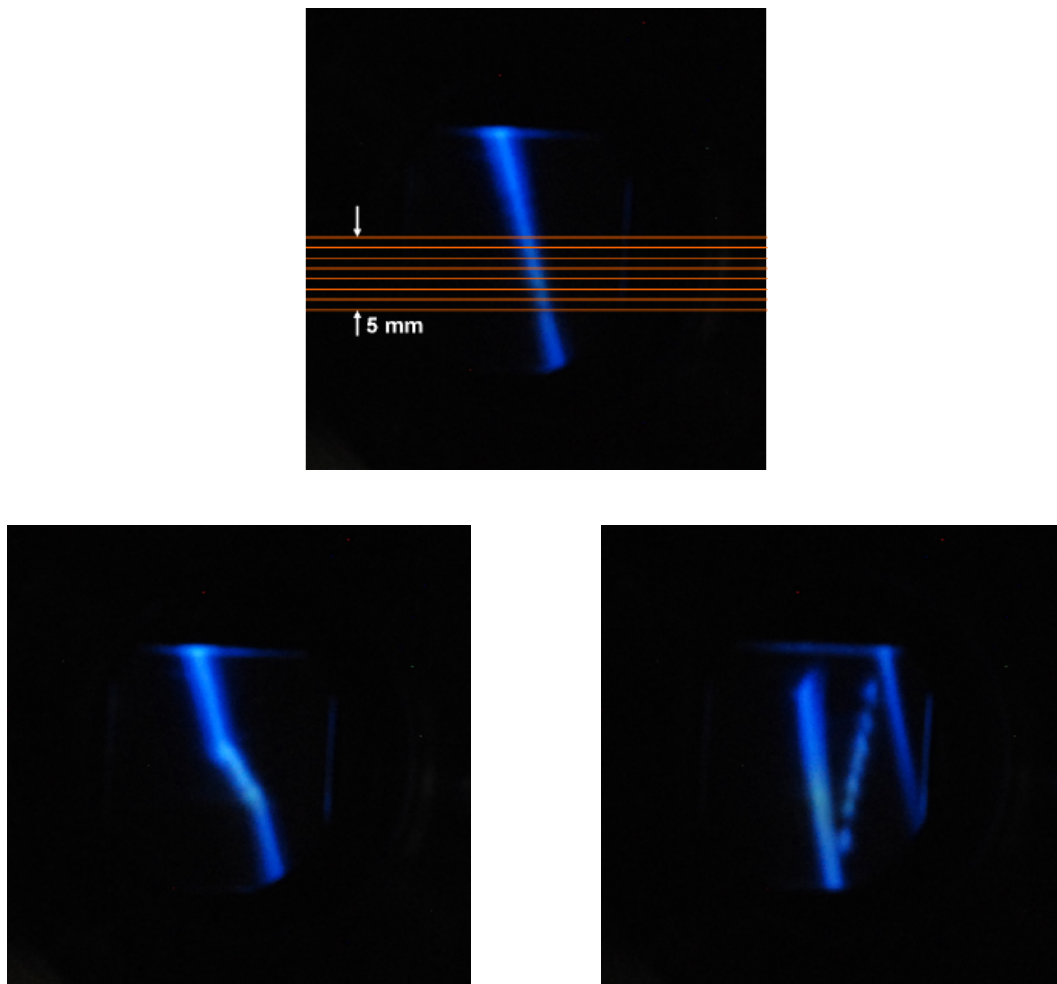
Die Abweichung der experimentellen Resultate vom theoretischen Modell im Falle von zwei aufgeladenen Drähten lässt sich dadurch erklären, dass die  $E_y$  Komponente des elektrischen Feldes eines der Drähte teilweise durch den anderen Draht abgeschirmt wird, was in dem theoretischen Modell für das Offline-Experiment nicht berücksichtigt wurde. Diese Abschirmung des elektrischen Feldes verursachte eine Verringerung des Ablenkungswinkels der Elektronen.

---

#### 4.4.2.2 Acht elektrisch aufgeladene Drähte

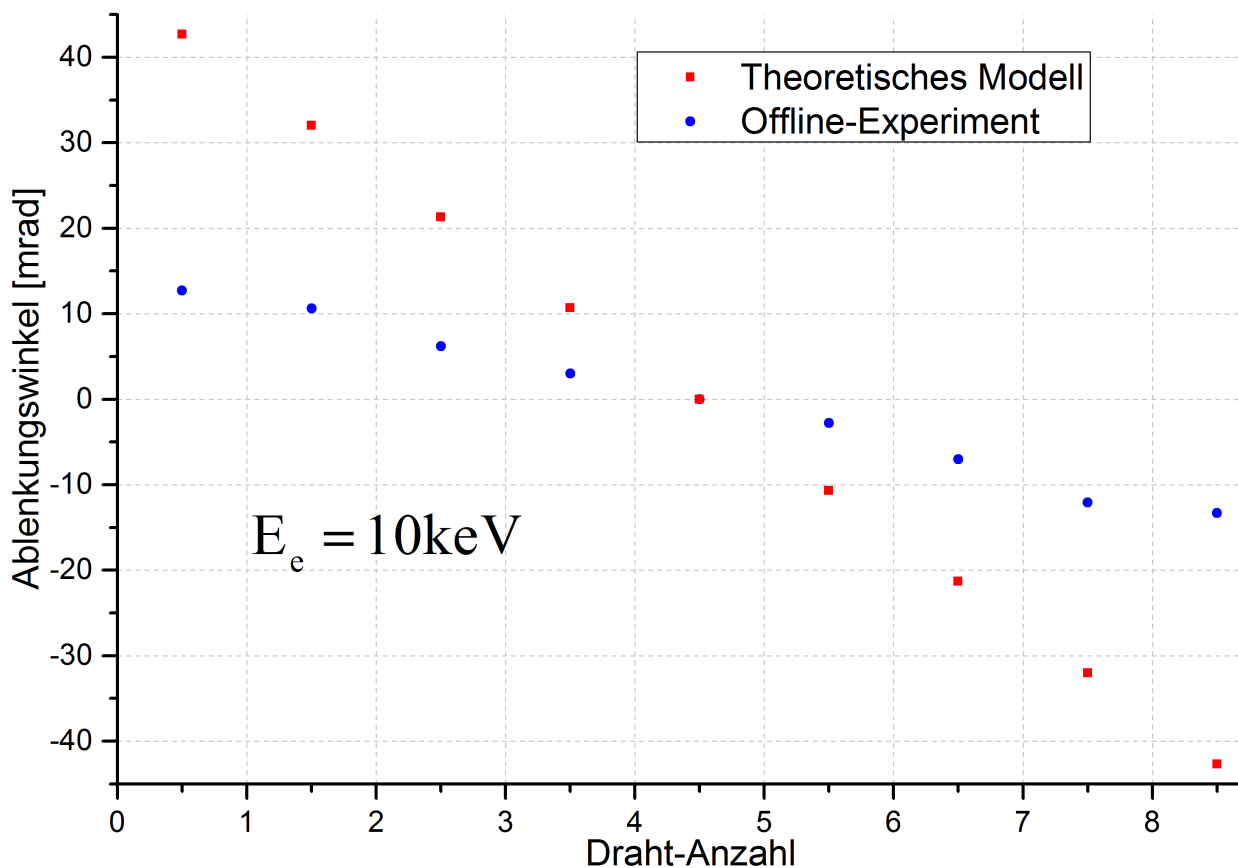
---

Die Bilder aus Abbildung (4.17) zeigen das transversale Profil eines Elektronenstrahls nach der Durchquerung des Bereiches von acht parallel zueinander stehenden Drähten. Die Drähte liegen in einer vertikalen Ebene. Der Abstand zwischen zwei nacheinanderfolgenden Drähten betrug etwa 0,7 mm. Der Elektronenstrahl mit einem geneigten linienförmigen Profil und mit einer Energie von 10 keV verlief senkrecht zu den Drähten. Beim Anlegen einer positiven Spannung zwischen Drähten und der geerdeten Experimentierkammer werden die Drähte aufgeladen und verursachen somit von Draht zu Draht eine Änderung des Ablenkungswinkels der Elektronen.



**Abbildung 4.17:** Szintillation verursacht durch einen Elektronenstrahl, der den Bereich von acht Drähten durchquert hat. Oben: die Drähte hatten ein Potenzial von 0V. Unten links: alle Drähte hatten ein Potenzial von 200V. Unten rechts: alle Drähte hatten ein Potenzial von 1000V.

Diese Änderung des Ablenkungswinkels der Elektronen von Draht zu Draht erlaubt die qualitative Aussage, dass die Vorhersagen des theoretischen Modells durch dieses Experiment gültig sind. Allerdings sind wie zuvor die Abweichungen der experimentellen Resultate vom theoretischen Modell deutlich zu sehen. In Abbildung (4.18) ist der Ablenkungswinkel der Elektronen, die die Räume zwischen acht elektrisch aufgeladenen Drähten durchquert haben, sowohl für das theoretische Modell als auch für die experimentellen Resultate dargestellt. Das Potenzial der Drähte betrug 200 V.



**Abbildung 4.18:** Der Ablenkungswinkel der Elektronen, die die Räume zwischen acht elektrisch aufgeladenen Drähten durchquert haben, ist für das theoretische Modell und für die experimentellen Resultate dargestellt. Die Drähte haben ein Potenzial von 200 V.

Die systematischen Abweichungen der experimentellen Resultate von der Theorie erlauben keine quantitative Aussage über den Gültigkeitsbereich des theoretischen Modells innerhalb eines Ionenstrahls. Dies ist bedingt durch die gegenseitige Abschirmung der Drähte. Allerdings

---

konnte durch solche Drahtanordnungen nur grob die Ladungsverteilung im Inneren eines Ionenstrahls simuliert werden. Somit wurde in erster Linie eine quantitative Bestätigung der Theorie verfolgt. Dieses Ziel wurde vollständig erreicht.





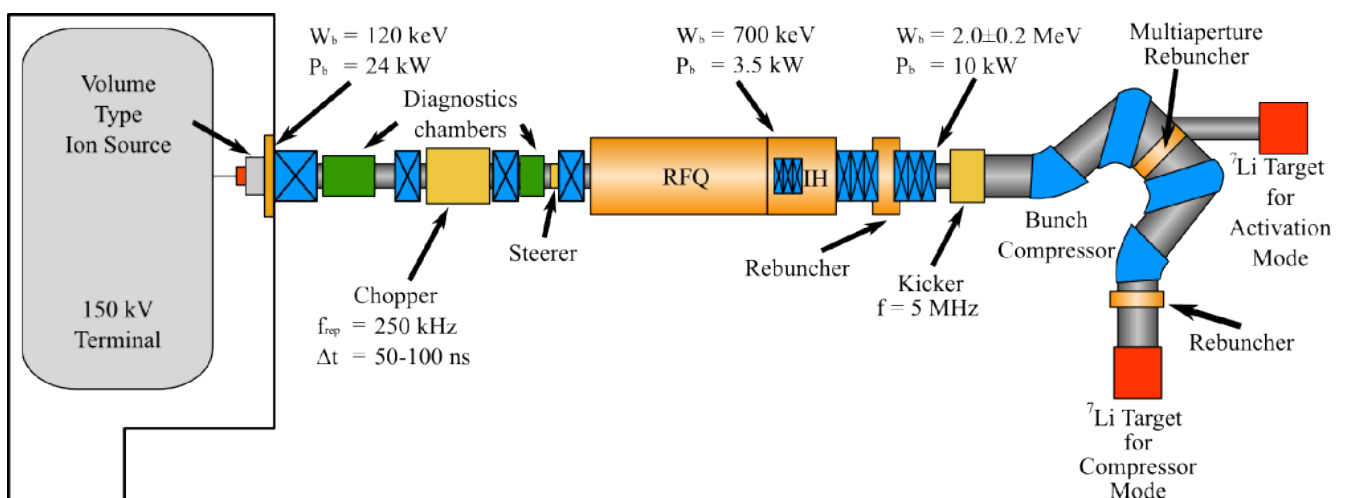
## 5 Experimente mit Ionenstrahlen

In diesem Kapitel werden Experimente, die in Zusammenarbeit mit der Forschungsgruppe von Professor Ulrich Ratzinger an der FRANZ<sup>1</sup>-Beschleunigeranlage der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main durchgeführt wurden, vorgestellt.

Im Folgenden wird als Erstes ein Überblick über die Beschleunigeranlage FRANZ gegeben. Danach werden der Aufbau des Experiments und insbesondere das Ionenstrahl- beziehungsweise das Elektronenstrahlsystem beschrieben. Zum Schluss werden die Resultate des Experiments dargestellt und analysiert.

### 5.1 Die Beschleunigeranlage FRANZ

Die Frankfurter-Neutronen-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ-Beschleuniger) an der Goethe Universität Frankfurt soll bestehende Fragen im Bereich der Beschleunigerphysik, der Astrophysik und der Materialforschung klären [Meusel et al. 2006]. Dazu sollen Protonen auf eine Energie von einigen MeV beschleunigt und auf ein Lithium-Target fokussiert werden. Dabei entstehen niederenergetische Neutronen, die dann für die geplanten Experimente zur Verfügung stehen. Die Abbildung 5.1 gibt einen Überblick über den FRANZ-Beschleuniger.



**Abbildung 5.1:** Der FRANZ-Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt [FRANZ-Home]

<sup>1</sup> FRANZ steht für Frankfurter-Neutronen-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum

---

Die Beschleunigeranlage FRANZ besteht aus einer Ionenquelle zur Erzeugung eines kontinuierlichen Ionenstrahls, einer anschließenden Beschleunigungsstrecke und zweier Experimentierstationen mit jeweils einem Lithium-Target ( ${}^7\text{Li}$ ). Die Beschleunigungsstrecke setzt sich aus einem so genannten niederenergetischen Transportabschnitt (LEBT: Low Energy Beam Transport), einer RFQ-IH-Kopplung und einem Bunch-Kompressor zusammen. Der LEBT wird aus vier Solenoiden zur Fokussierung des Strahls und einem Chopper gebildet. Der Chopper dient zur Zerlegung des kontinuierlichen Ionenstrahls in Pulse.

Die Beschleunigeranlage FRANZ soll nicht nur ein Neutronengenerator sein, sondern auch ein Prüfstand für neue Beschleuniger und Diagnosekonzepte für intensive Ionenstrahlen [Meusel et al. 2007].

---

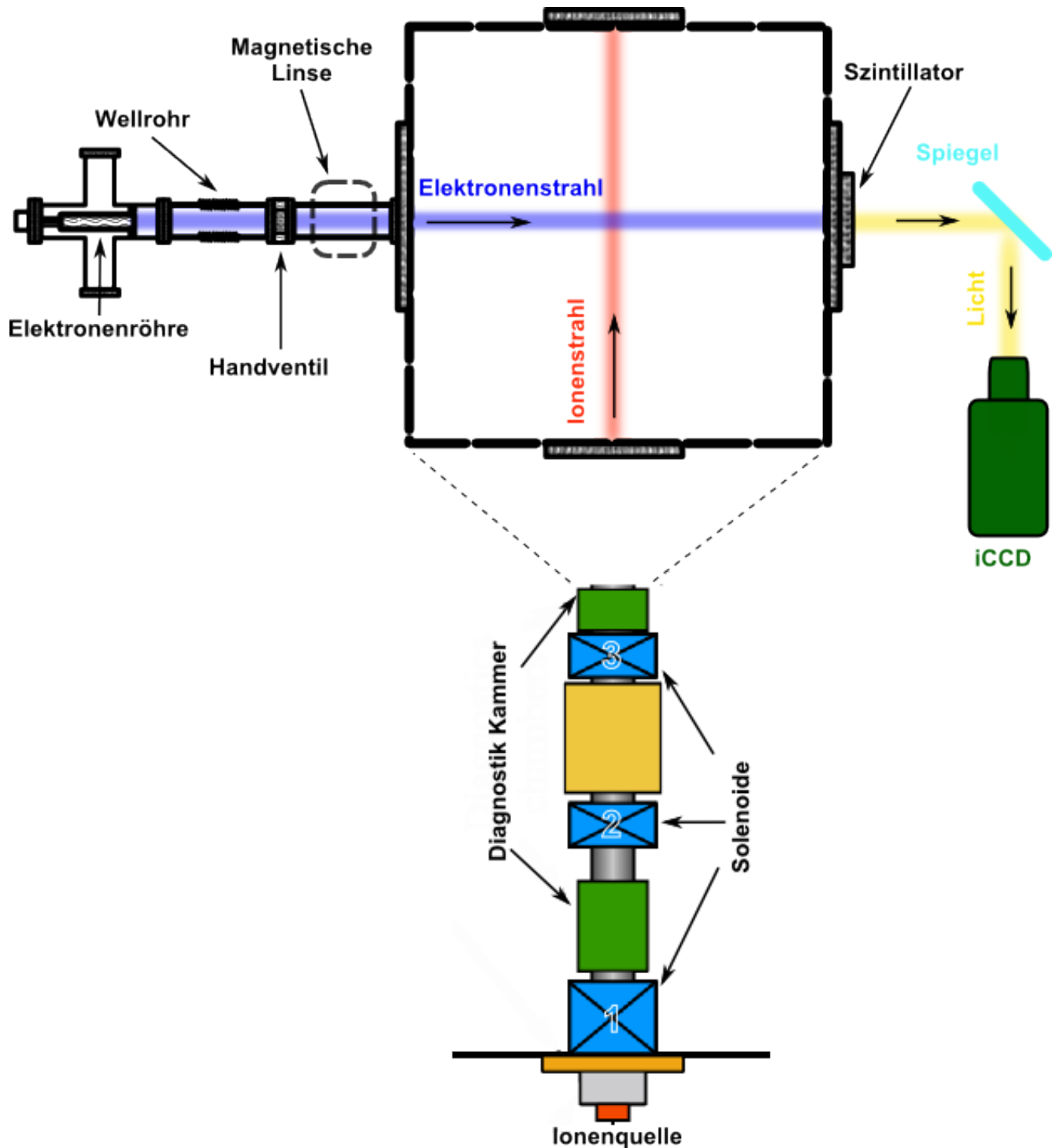
## 5.2 Aufbau des Experiments am FRANZ-Beschleuniger

---

Zur Bestimmung des transversalen Profils des Dauerstrich-Heliumstrahls, welcher an der Beschleunigeranlage FRANZ zur Verfügung steht, wurde die EBI-Diagnostikmethode eingestzt. In einer Diagnostikkammer, welche circa 2 m von der Ionenquelle entfernt ist, kreuzen sich der Ionenstrahl und der Elektronenstrahl. Die Ionenstrahlachse steht in der Mitte der Kammer in einer Entfernung von 150 mm von den inneren Oberflächen. Die Wanddicke der Kammer beträgt 20 mm. An der beiden Seiten der Diagnostikkammer sind zwei gleichlange Rohre mit einem Innendurchmesser von 155 mm geschweißt. Somit wird die Breite der Kammer von 340 auf 520 mm erweitert. An einer Seite der Diagnostikkammer ist die Elektronenstrahlführung montiert. Der Elektronenstrahl verläuft horizontal in Richtung der Ionenstrahlachse und trifft auf der anderen Seite auf einen Szintillator auf. Der Szintillator ist 260 mm von Ionenstrahlachse entfernt. Abbildung 5.2 zeigt die Skizze des Experimentaufbaus an der Beschleunigeranlage FRANZ.

Der Ionenstrom wurde mithilfe von Faraday-Tassen an zwei Stellen vermessen: kurz nach der Ionenquelle und nach der Diagnostikkammer. Er lag dabei im Bereich von 0,65 – 1,0 mA. Der Stromverlust über diese Strecke betrug circa 0,15 mA.

In der Transportstrecke sind zwei Kondensatorplatten eingebaut, um die durch den Zusammenstoß zwischen den Ionen und den Restgasmolekülen ausgelöste Elektronen auszufiltern. Zwischen den Kondensatorplatten kann eine Potenzialdifferenz von 0 – 1000 V angelegt werden.



**Abbildung 5.2:** Skizze des Experimentaufbaus an der Beschleunigeranlage FRANZ. Zu sehen sind: die Diagnostikkammer und das Elektronenstrahlsystem in der oberen Hälfte der Abbildung sowie die Ionenstrahlführung bis zu dieser Kammer in der unteren Hälfte.

---

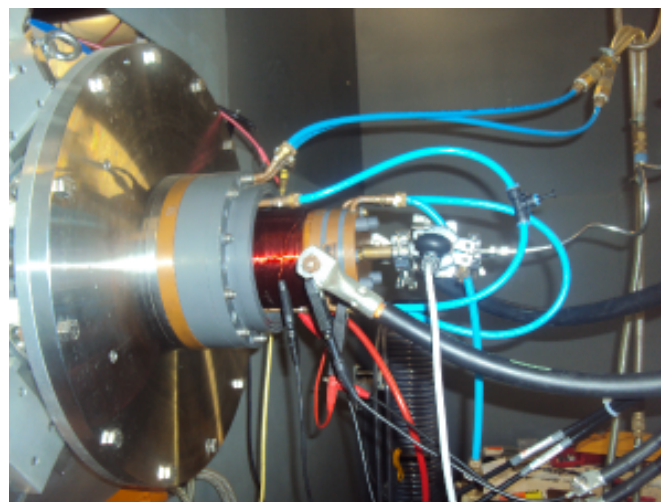
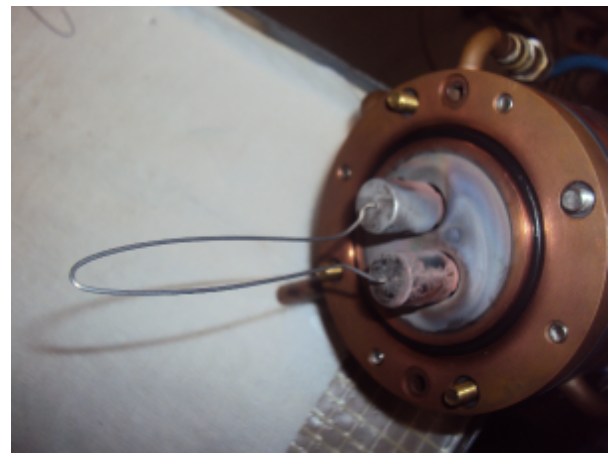
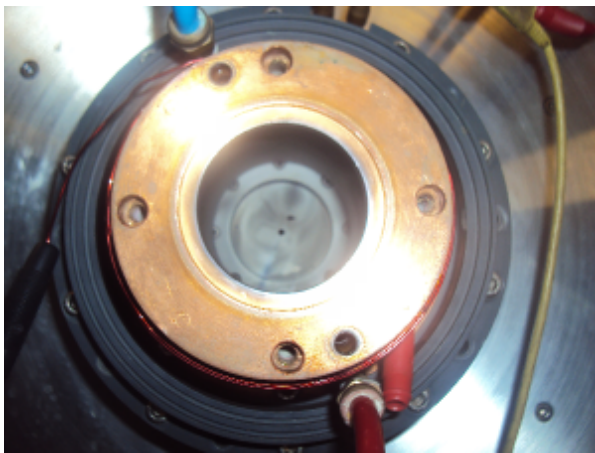
## 5.2.1 Ionenstrahlsystem

---

### 5.2.1.1 Ionenquelle

---

Als Ionenquelle für den FRANZ-Beschleuniger wird das Gasentladungsplasma verwendet. Dazu wird ein Heizfaden, der sich in einer Heliumatmosphäre befindet, von einem 65 A Strom geheizt. Durch Glühemission treten Elektronen aus dem Heizfaden aus. Sie werden im elektrischen Feld, das aus der Spannung zwischen Anode und dem Filament resultiert, beschleunigt. Auf ihrem Weg durch das Gas ionisieren die Elektronen die Gasteilchen. Die Elektronenbahnen werden durch das Magnetfeld eines Solenoids, der die Entladungskammer umgibt, verlängert.



**Abbildung 5.3:** Die Ionenquelle der Beschleunigeranlage FRANZ: Oben links ist die Innenseite der Ionenquelle mit einem Apertur von 2 mm Durchmesser, oben rechts ist der Heizfaden und unten sind die Außenseite der Ionenquelle sowie das dazugehörige Solenoid zu sehen.

---

Abbildung (5.3) zeigt die Außenseite sowie die Innenseite der Ionenquelle der Beschleunigeranlage FRANZ. Die Abmessungen des Plasmagefäßes sind circa 100 mm Durchmesser bei einer Länge von etwa 100 mm. Das Magnetfeld im Zentrum beträgt circa 2 mT. Das Plasmagefäß wird auf Raumtemperatur wassergekühlt.

Das Plasmagefäß wird mit Heliumgas regelmässig versorgt, so dass bei der Extraktion ein Dauerstrich-Ionenstrahl erzeugt wird. Die Ionen werden durch ein 2 mm Loch in der Kathode extrahiert und für die Fokussierung und den Transport bereitgestellt.

---

#### 5.2.1.2 Fokussierung und Transport der Ionenstrahlen

---

Nach der Ionenquelle folgt der so genannte niederenergetische Transportabschnitt (LEBT). Dieser dient zur Anpassung der Ionenstrahlparameter an die darauffolgende Beschleunigungsstrecke. Er setzt sich aus vier Solenoiden und einem Chopper zusammen. Die Solenoide können bis auf 460 A hochgefahren werden und somit auf der Ionenstrahlachse eine maximale Feldstärke von bis zu 1,7 T erzeugen. Sie dienen der Fokussierung, dem Transport und der Anpassung des Ionenstrahls an die Akzeptanz des RFQ (RFQ = Radio Frequency Quadrupol). Der Chopper befindet sich in der Mitte des LEBT und fungiert als Pulser, der den kontinuierlichen Strahl in Pulse mit einer Wiederholfrequenz von 250 kHz zerlegt. Der Einzelpulse haben eine Dauer von 50–100 ns [Pozimski 1997; Meusel 2006].

Nach der LEBT wird der Strahl in den noch im Bau befindlichen Linac-Abschnitt (Linear-Accelerator-Section) injiziert, um dort auf eine Energie von bis zu 2 MeV beschleunigt zu werden. Dadurch wird der Ionenstrahl für die zukünftigen Experimente bereitgestellt.

Im Verlauf des LEBT befinden sich zwei Diagnostikkammer: Eine steht zwischen dem ersten und dem zweiten Solenoid, die andere zwischen dem dritten und dem vierten. Die Elektronenstrahlführung zur Bestimmung des Ionenstrahlprofils wurde an die zweite Kammer montiert. Während der hier dargestellten Experimente wurden nur die ersten drei Solenoide zur Fokussierung und Transport des Ionenstrahls verwendet. Der Dauerstrich-Ionenstrahl wurde am Ende des LEBT gestoppt.

---

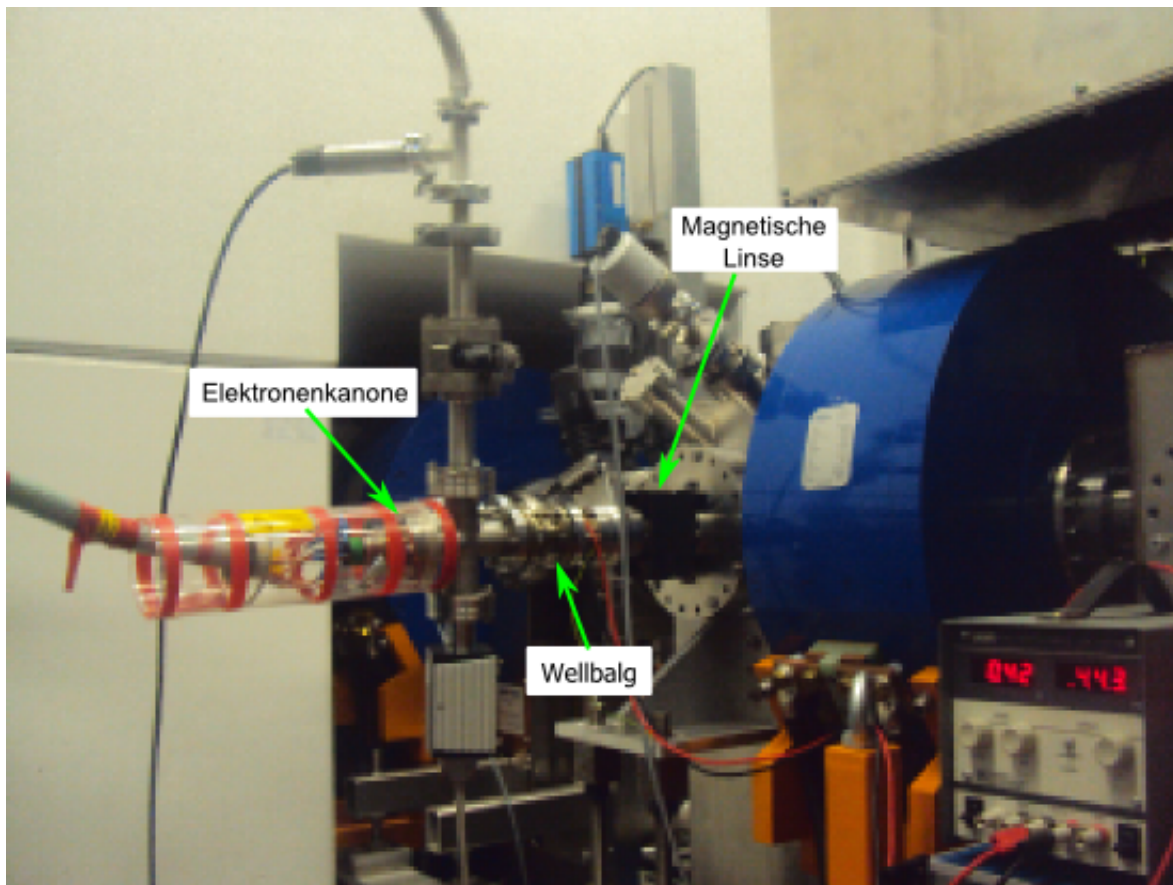
## 5.2.2 Elektronenstrahlsystem

---

### 5.2.2.1 Erzeugung und Ausrichtung der Elektronenstrahlen

---

Der Aufbau des Elektronenstrahlsystems an der Beschleunigeranlage FRANZ der Goethe Universität Frankfurt ist in Abbildung 5.4 zu sehen.



**Abbildung 5.4:** Der Aufbau des Elektronenstrahlsystems an der Beschleunigeranlage FRANZ. Das System besteht aus einer Elektronenkanone, einer mechanischen Justage und einer magnetischen Linse

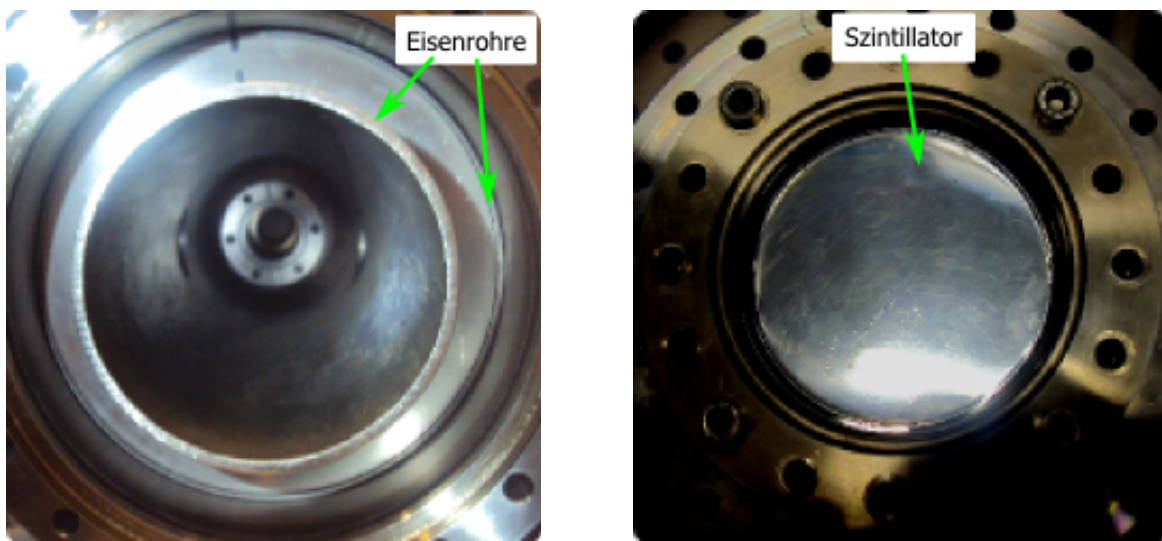
Die Elektronen werden innerhalb der Elektronenkanone erzeugt, beschleunigt und zu einem Strahl gebündelt. Der Elektronenstrahl wird mit einer gewissen Energie senkrecht auf die Ionenstrahlachse gerichtet. Die Funktionsweise der Kanone ist in Kapitel 4.3.1 näher erläutert. Sie wurde in einem CF-40 Kreuzstück, an dem auch eine Turbomolekularpumpe und ein Vakuummesskopf angeschlossen sind, eingebaut. Zur mechanischen Ausrichtung wurde ein Wellrohr eingesetzt. Zwischen dem Wellrohr und dem CF-40 Zwischenstück, an dem die magnetische Linse zur Erzeugung des linienförmigen Profils des Elektronenstrahls montiert ist, wurde ein Handventil eingebaut. Mithilfe des Handventils kann der Bereich der Elektronenkanone von



---

Rest der Strahlführung getrennt, wenn diese wegen Arbeiten an der Diagnostikkammer belüftet werden muss.

Die ersten Versuche am FRANZ-Beschleuniger zeigten, dass der Elektronenstrahl durch das magnetische Feld des dritten Solenoiden so stark abgelenkt wird, dass er den Szintillator nicht treffen kann. Um dieses Problem zu lösen, wurden zwei ineinander geschobenen Eisenrohre in der Diagnostikkammer entlang der Elektronenbahn gelegt. Das innere und das äußere Rohr haben einen Innendurchmesser von 83 mm beziehungsweise 150 mm. Entlang der Ionenstrahlachse wurden Löcher mit jeweils 40 mm Durchmesser in die Rohrwände gebort.



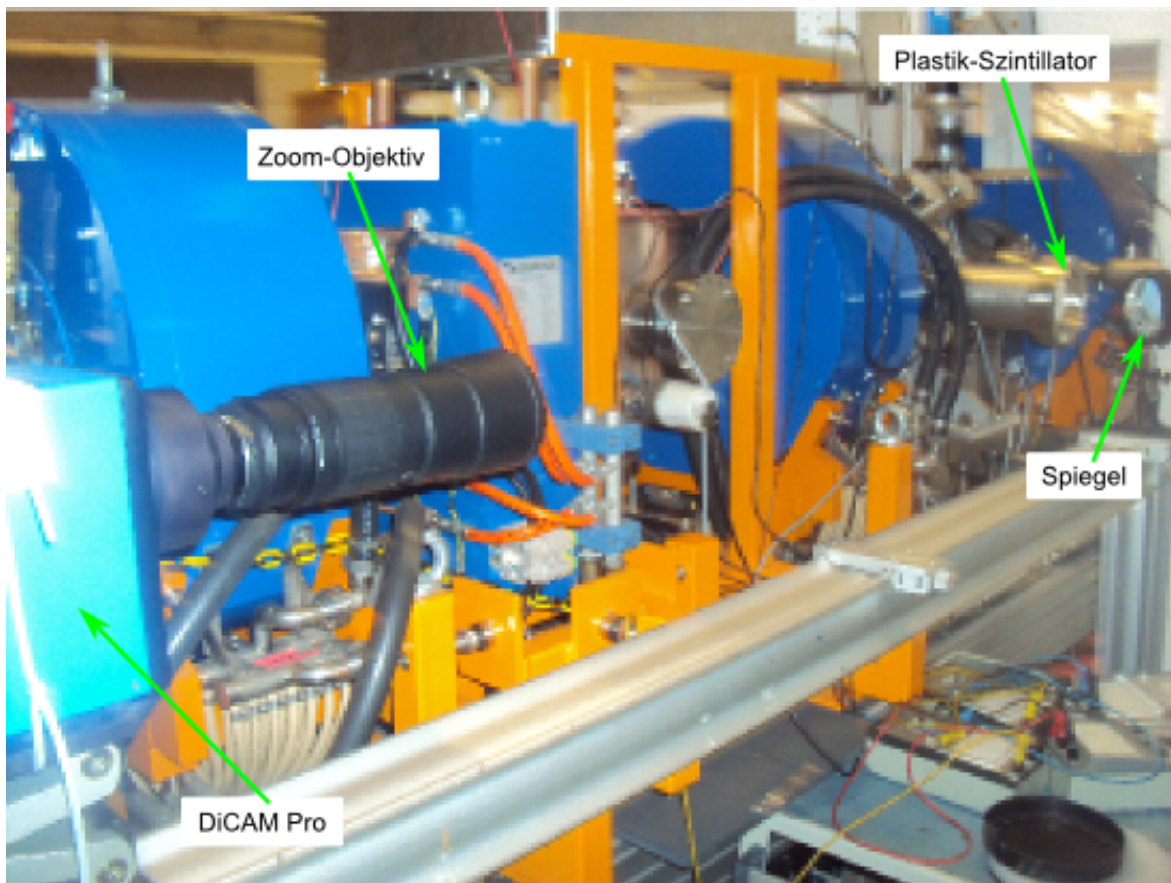
**Abbildung 5.5:** Die magnetische Abschirmung der Elektronenstrahlführung (links) besteht aus zwei ineinander geschobenen Eisenrohren. Rechts ist das Szintillator an der Innenseite des Fensters Positioniert.

---

#### 5.2.2.2 Detektion der Elektronenstrahlen

---

Um die Elektronen nach dem Durchlauf durch den Ionenstrahl nachzuweisen, wurde auf der anderen Seite der Diagnostikkammer ein Detektorsystem aufgebaut. Das System setzt sich aus einem Plastik-Szintillator, einem Spiegel und einer bildverstärkten Kamera (DiCAM Pro) mit Zoom-Objektiv zusammen. Die Oberfläche des Szintillators, durch die die Elektronen eindringen, wurde mit 40 nm Aluminium beschichtet. Diese leitende Schicht wurde geerdet, um die Bildung eines elektrischen Potenzials zu verhindern. Abbildung 5.6 zeigt den Aufbau des Detektorsystems.



**Abbildung 5.6:** Das Detektorsystem für die Elektronenstrahlen besteht aus einem Plastik-Szintillator (EJ-212), einem Spiegel und einer bildverstärkten Kamera (DiCAM Pro) mit einem Zoom-Objektiv.

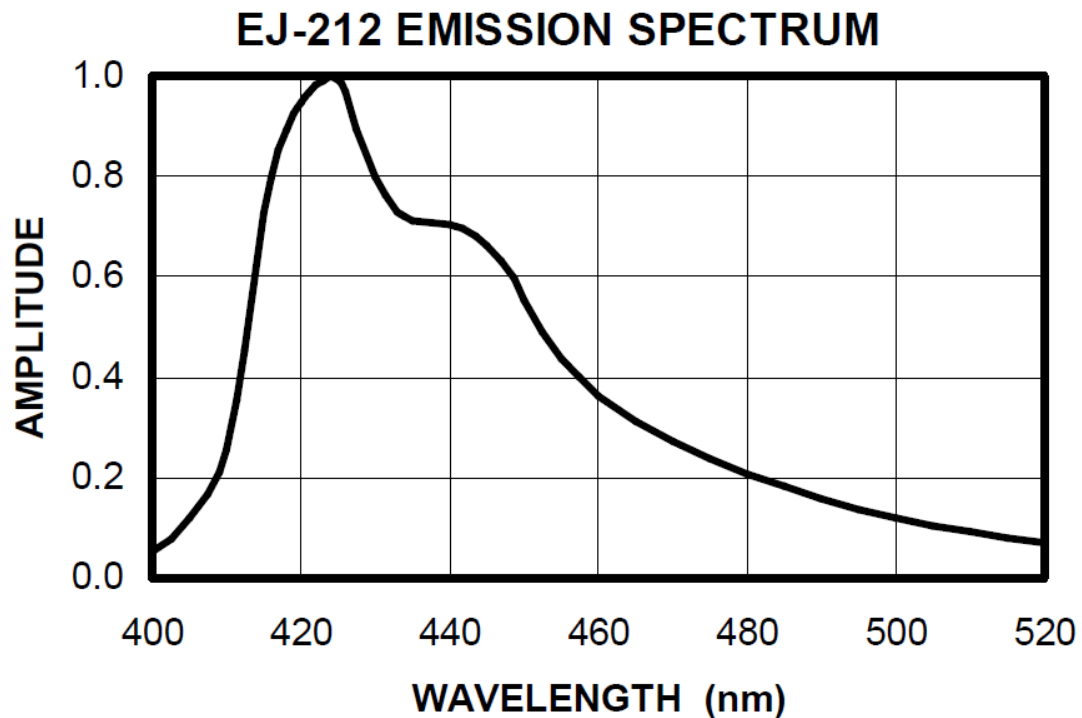
Im Folgenden werden die Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Szintillators und die Funktionsweise der bildverstärkten Kamera näher erläutert:

#### a) Szintillator

Zur Visualisierung der Elektronen mit Energien kleiner als 15 keV wurde in dieser Arbeit ein Plastik-Szintillator — EJ-212 der Firma ELJEN TECHNOLOGY – mit einer Dicke von 0,5 mm verwendet. Das Emissionsspektrum des Szintillators ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Das emittierte Licht liegt im sichtbaren Bereich, was dem Empfindlichkeitsbereich der hier verwendeten Kamera entspricht.

Weitere charakteristische Eigenschaften des Szintillators sind in Tabelle 5.1 aufgezählt. Die Reaktionszeit des Sintillator liegt im Nanosekundenbereich, was Messungen über besonders kurze Zeitspanne ermöglicht.





**Abbildung 5.7:** Emissionsspektrum des Plastik-Szintillators EJ-212 der Firma ELJEN TECHNOLOGY [EJ-212].

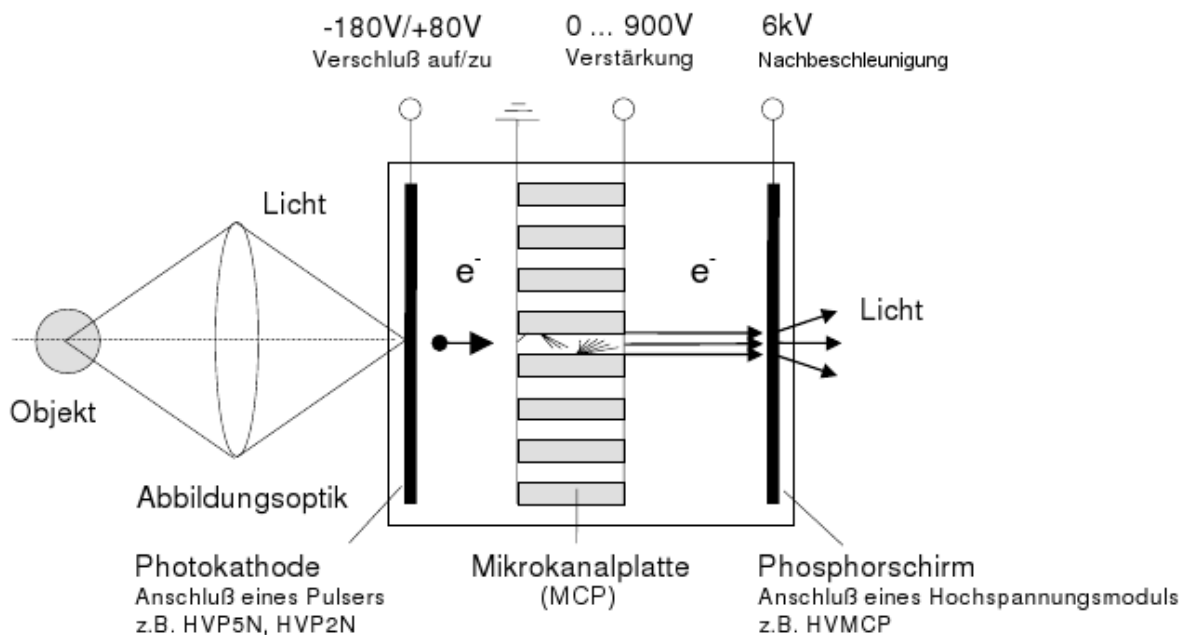
Lichtausbeute [% Anthrazen]	65
Anzahl der Photonen/keV $e^-$	10
Wellenlänge bei Max. Emission [nm]	423
Anstiegszeit [ns]	0,9
Abklingzeit [ns]	2,4
FWHM [ns]	2,7

**Tabelle 5.1:** Charakteristische Eigenschaften des Plastik-Szintillators [EJ-212].

Die Plastik-Szintillatoren haben den zusätzlichen Vorteil eines relativ niedrigen Preises. Sie haben allerdings den Nachteil, dass sie bei dauerhafter Bestrahlung beschädigt werden [Kausch-Blecken 1960; Hayen 1968]. Daher sollten solche Szintillatoren nur mit Elektronenstrahlpulsen mit einer maximalen Dauer von einigen Mikrosekunden und einer Wiederholfrequenz von weniger als 1 Hz bestrahlt werden.

## b) Bildaufnahme

Für die Bildaufnahme wurde eine bildverstärkte Kamera (DiCAM Pro der Firma PCO [PCO 2004]) verwendet. Diese Kamera erlaubt eine Belichtungszeit von bis minimal 3 ns. Das von den Elektronen im Szintillator induzierte Floreszenzlicht wird von Objektiv auf die Photokathode übertragen, wo die Photonen Photoelektronen herauslösen. Der Photokathode folgt eine entsprechende Anode. Die Spannung zwischen diesen zwei Elektroden wird zur Steuerung des Elektronenstroms eingesetzt. Solange die Photokathode ein genügend hohes potenzial hat, können die Elektronen die Anode nicht erreichen und es wird auch kein Bild erzeugt. Wird die kathode für eine gewisse dauer, der Belichtungszeit, umgepolt so wird auch ein Bild generiert.



**Abbildung 5.8:** Funktionsprinzip einer bildverstärkten Kamera (DiCam Pro, [PCO 2004]): Eintreffende Photonen lösen Elektronen aus einer Photokathode aus. Bei negativem Potenzial der Kathode werden Photoelektronen in Richtung Mikrokanalplatte (MCP) beschleunigt. Über die einstellbare Spannung entlang der MCP lässt sich die Anzahl der Elektronen entsprechend vergrößern. Anschließend werden sie in Richtung eines Phosphorschirms nachbeschleunigt, wo sie dann Licht erzeugen. Das erzeugte Licht wird mit einer gekühlten CCD-Detektor aufgenommen.

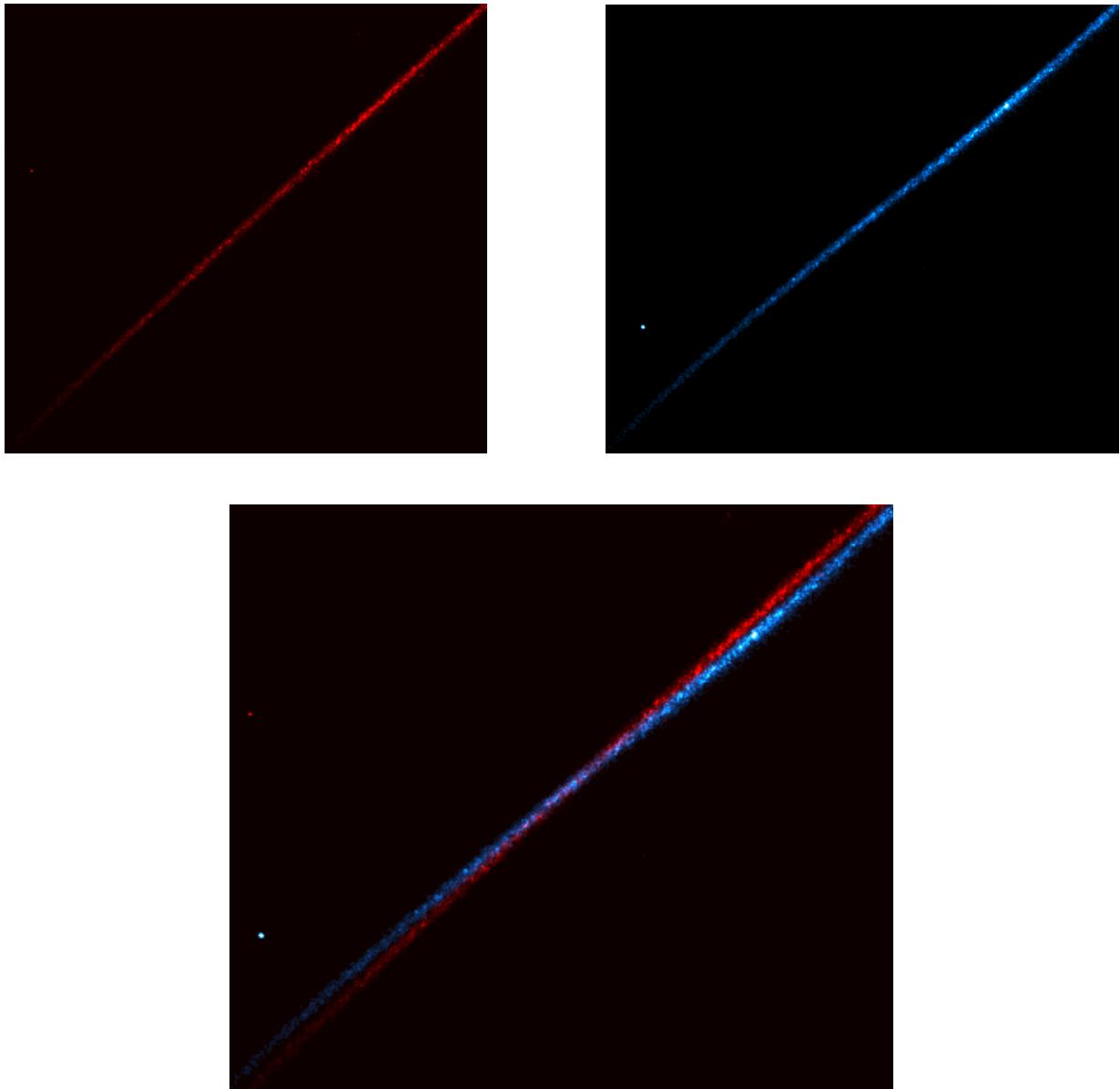
Um die Anzahl der Elektronen zu erhöhen, wird eine Mikrokanalplatte (MCP = micro channel plate) verwendet, in der die Elektronen durch Stöße mit den Wänden besonders enger Kanäle Sekundärelektronen auslösen. Anschließend werden die Elektronen auf einige kV beschleunigt und treffen auf einen Phosphorschirm, den sie zum Leuchten anregen. Mithilfe eines CCD-Chips wird das Bild dann aufgenommen und digitalisiert. Das Prinzip eines Bildverstärkers ist in der Abbildung 5.8 näher erläutert.

---

### 5.3 Resultate und Auswertungen

---

Mithilfe der EBI-Diagnostikmethode wurde das transversale Profil des kontinuierlichen Helium-Strahls ( $^4\text{He}^+$ ) an der Beschleunigeranlage FRANZ der Goethe Universität Frankfurt am Main bestimmt. Die Resultate sind in Abbildung 5.9 zu sehen.

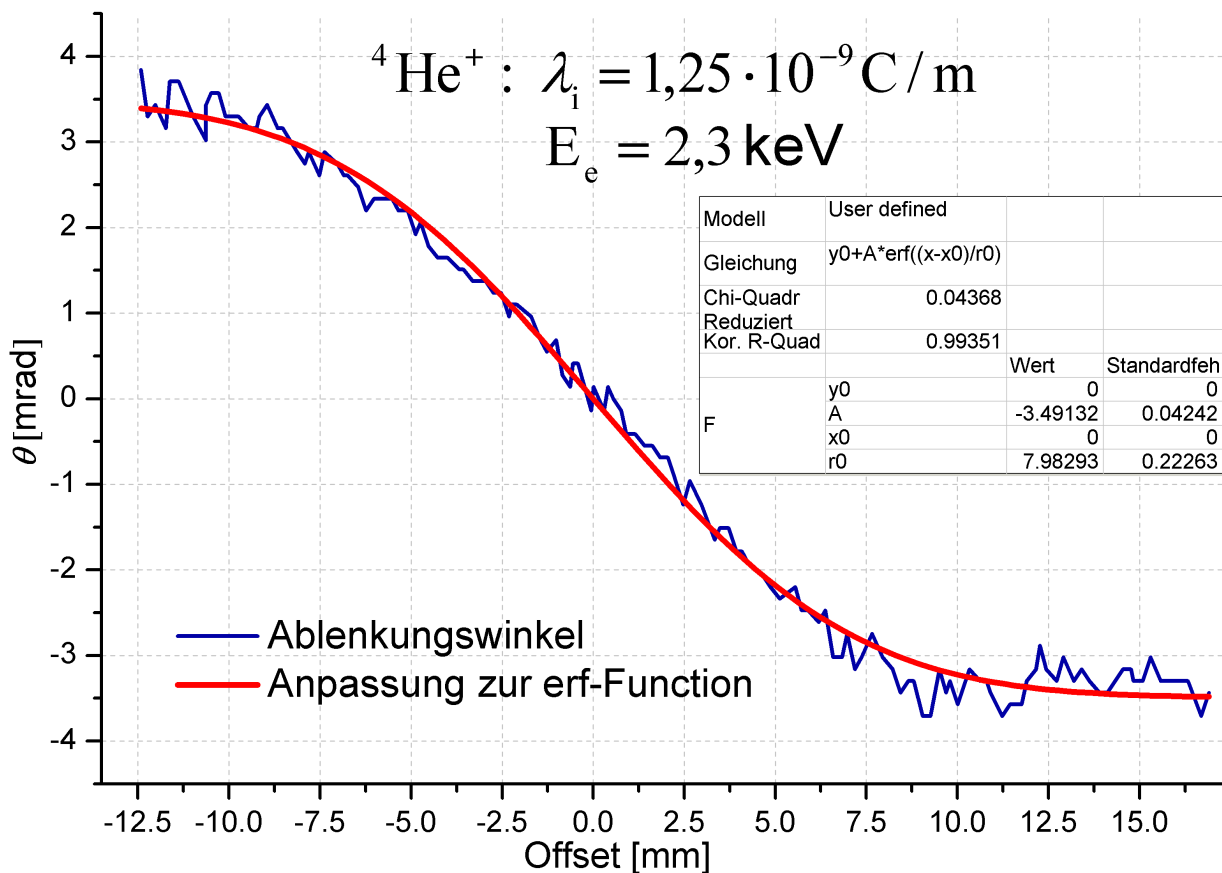


**Abbildung 5.9:** Falschfarben-Szintillatorkaufnahmen: Das rote Floreszenzlicht entspricht dem transversalen Profil des Elektronenstrahls in Abwesenheit des Ionenstrahls. Das blaue entspricht dem transversalen Profil des Elektronenstrahls in Anwesenheit des Helium-Strahls. Der Ionenstrahl hat eine Energie von 13,5 keV pro Teilchen und einen Strom von ungefähr 0,7 mA im Dauerstrich-Betrieb. Der Elektronenstrahl hat eine Energie von 2,3 keV und einen Strom von ungefähr 1  $\mu\text{A}$ .

Die Heliumionen hatten eine Energie von 13,5 keV. Der Strahlstrom betrug ungefähr 0,7 mA. Die Linienladungsdichte des Ionenstrahls betrug hierbei  $1,25 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}$ .

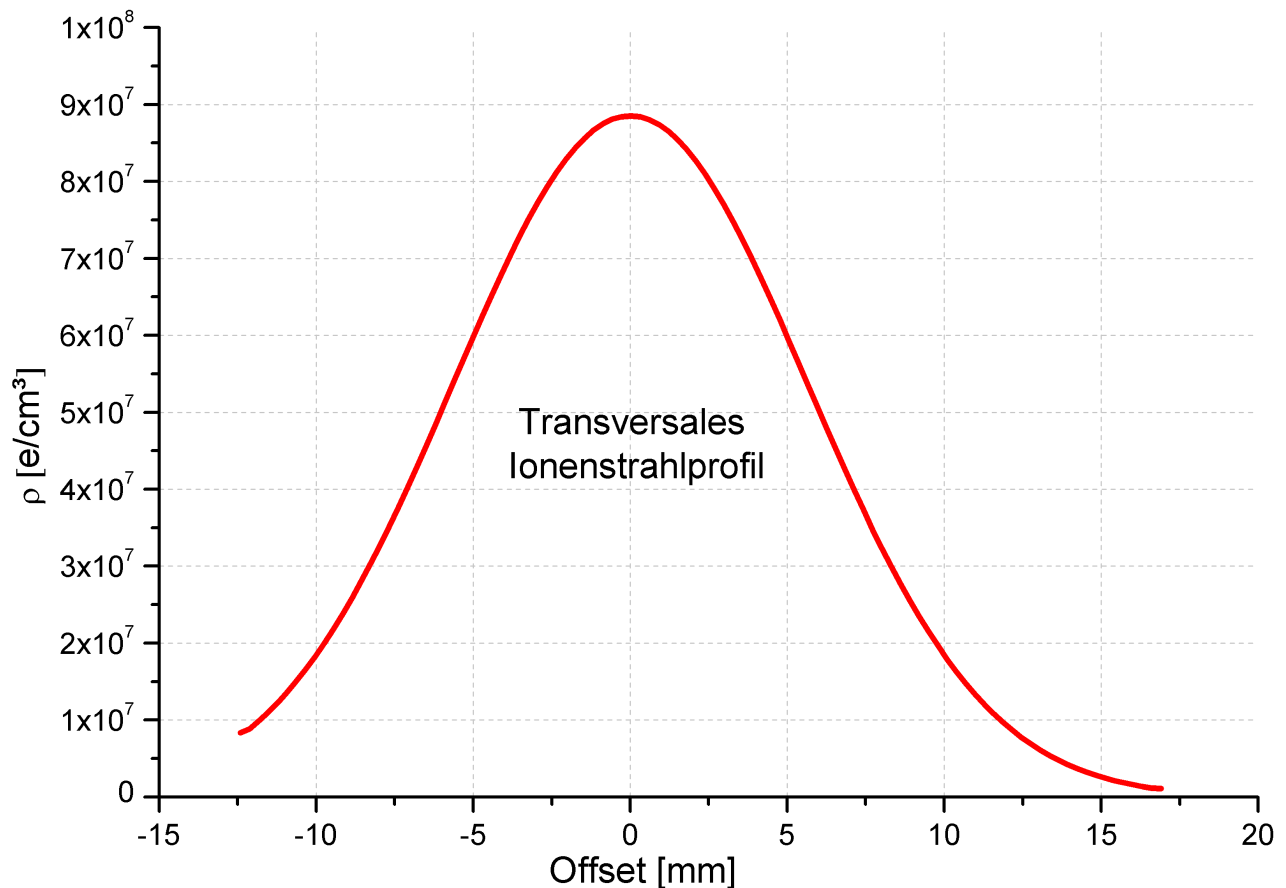
Da durch Zusammenstöße der Ionen mit Restgasmolekülen Elektronen freigesetzt werden und im Potenzial des Ionenstrahls gefangen bleiben, wurde ein Elektronenfilter bestehend aus zwei Kondensatorplatten eingesetzt. Beim Anlegen einer Spannung zwischen diesen Platten werden die Elektronen wegen der geringen Masse aus dem Ionenstrahl herausgelenkt. Im Falle der hier erläuterten Messungen herrschte eine Spannung von 1000 V zwischen den Kondensatorplatten.

Die Elektronen des Diagnosestrahls hatten eine Energie von 2,3 keV. Der Strom des Elektronenstrahls betrug  $1 \mu\text{A}$ . Mithilfe der magnetischen Linse wurde dem Strahl ein linienförmiger Querschnitt verliehen. Dieser Profil bildete einen Winkel von  $45^\circ$  mit der Ionenstrahlachse. Die Elektronen laufen innerhalb des Querschnittes mit einem Divergenzwinkel von ungefähr 0,2 mrad auseinander, was bei der Analyse in Betracht gezogen wurde. Abbildung 5.10 zeigt den Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset.



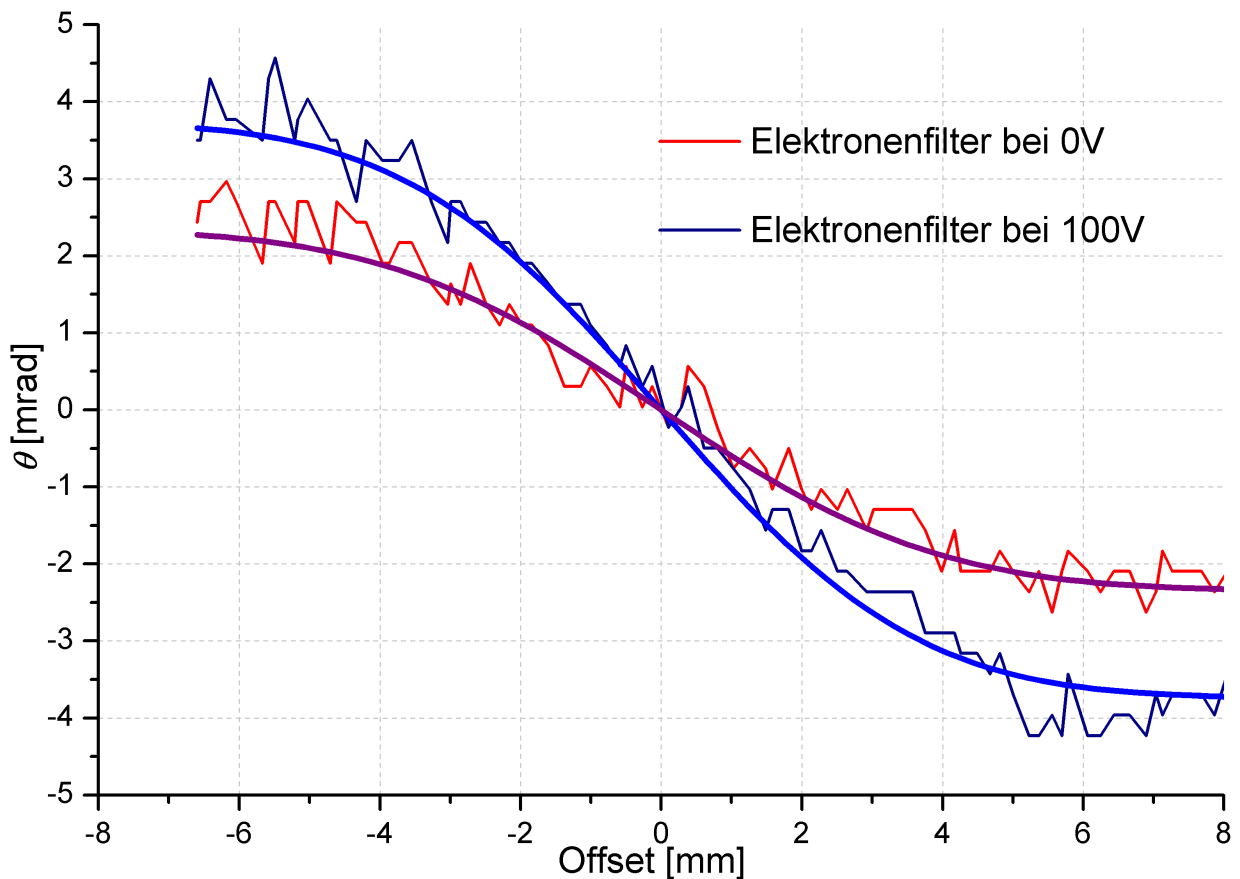
**Abbildung 5.10:** Der Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset des Ionenstrahls.

An den in diesem Experiment gewonnenen Daten zum Ablenkungswinkel lässt sich die erf-Funktion sehr gut anpassen, was bei Berücksichtigung der Abel-Transformation eine Gauß-Verteilung im Querschnitt des Helium-Strahls ergibt. Das rekonstruierte transversale Profil des Ionenstrahls ist in Abbildung 5.11 zu sehen.



**Abbildung 5.11:** Das rekonstruierte Profil des Helium-Strahls an der Beschleunigeranlage FRANZ der Goethe Universität Frankfurt

Berücksichtigt man die experimentell ermittelte Linienladungsdichte des Ionenstrahls und die Energie der Elektronen, so ergibt das theoretische Modell einen maximalen Ablenkungswinkel fast dreimal so groß wie im Experiment. Es wurde vermutet, dass die im Ionenstrahl gefangenen Elektronen grund für diese Abweichung sind. Um diese Vermutung zu überprüfen wurden weitere Messungen mit unterschiedlichen Spannungen am Elektronenfilter durchgeführt. Die Resultate dieser Messungen haben gezeigt, dass ab 100 V fast keine Änderung des Ablenkungswinkels zu beobachten ist. Allerdings bei 0 V war eine deutliche Abnahme des Ablenkungswinkels zu beobachten. Abbildung 5.12 zeigt den Ablenkungswinkel der Elektronen als Funktion von Offset bei einer Spannung von 0 beziehungsweise 100 V.



**Abbildung 5.12:** Abhängigkeit des Ablenkungswinkels von der Spannung am Elektronenfilter an der Ionenstrahlführung. Je höher die Spannung, desto mehr Elektronen werden aus dem Ionenstrahl extrahiert.

Diese Experimente zeigten, dass ein Teil der im Restgas freigesetzten Elektronen sich mit dem Ionenstrahl weiter bewegen und dazu führen, dass das elektrische Feld des Ionenstrahls teilweise durch Elektronen abgeschirmt wird. Dies führt dazu, dass der Ablenkungswinkel der Elektronen abgeschwächt wird.

---

## 6 Schlussfolgerung und Ausblick

Die EBI-Diagnostikmethode zur Bestimmung des transversalen Profils eines Ionenstrahls hat sich im Rahmen dieser Arbeit als eine sehr gute Alternative zu herkömmlichen invasiven Methoden erwiesen. Insbesondere ist diese Methode für intensive Ionenstrahlen im Ultrahochvakuum (UHV) geeignet. Beim Zusammenstoß der Ionenstrahlen mit Atomen beziehungsweise Molekülen im Restgas werden Elektronen ausgelöst, welche im Potenzial des Ionenstrahls eingefangen werden. Dadurch schirmen sie das Potenzial des Ionenstrahls teilweise ab. Dieser Effekt wurde im Laufe der EBI-Diagnostikmethode bei einem Druck von  $10^{-6}$  mbar festgestellt und soll zukünftig bei unterschiedlichen Gasdrücken näher untersucht werden. Ferner muss das Magnetfeld der für den Transport und die Fokussierung des Ionenstrahls verwendeten Linsen besser abgeschirmt werden. Bei den durchgeführten Messungen war der Einfluss dieses Feldes auf den Elektronenstrahl trotz zweier mit unterschiedlichen Durchmesser, ineinander geschobenen Abschirmrohren aus Stahl deutlich zu beobachten. Eine Verbesserung könnte zum Beispiel durch den Einsatz von  $\mu$ -Metall oder aber eines magnetischen Gegenfeldes erzielt werden.

Die Resultate der numerischen Untersuchungen sowie des Offline-Experiments haben bei kleinen Ablenkungswinkeln der Elektronen bis einschließlich 20 mrad eine sehr gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell gezeigt. Diese Ergebnisse geben also den Anwendungsbereich der EBI-Diagnostikmethode im Rahmen des theoretischen Modells an. Der Anwendungsbereich gilt für beliebige Ladungsverteilungen im Querschnitt eines Ionenstrahls, weil die Gültigkeit des theoretischen Modells nur vom maximalen Ablenkungswinkel begrenzt wird. Der maximale Winkel ist proportional zur Linienladungsdichte des Ionenstrahls und umgekehrt proportional zur ursprünglichen kinetischen Energie des Elektronenstrahls, hängt aber nicht von der Verteilung im Querschnitt des Ionenstrahls ab. Daraus folgt, dass die kinetische Energie der Elektronen an die linienladungsdichte des Ionenstrahls angepasst werden sollte, um den Gültigkeitsbereich der EBI-Diagnostikmethode nicht zu überschreiten. Andererseits ist der Einfluss des magnetischen Feldes des Ionenstrahls auf die Elektronenbahnen bei Ionenströmen ab etwa 1 A nicht mehr zu vernachlässigen. Dieser Einfluss verursacht nur eine Verschiebung der Elektronen entlang der Ionenstrahlachse, die nur sehr schwach vom Offset der Elektronenbahnen abhängt. Diese Tatsache erlaubt also den Einsatz der EBI-Diagnostikmethode auch bei hohen Ionenströmen, da man nur die Verschiebung des Elektronenstrahls auf der Ionenstrahlachse bestimmen muss, um den Einfluss des magnetischen Feldes zu berücksichtigen.

---

Ionenstrahlen haben meistens keine Zylindersymmetrie, sondern einen elliptischen Querschnitt. In diesem Fall ist der Einsatz von zwei oder mehreren Elektronenstrahlen zu erwägen. Andererseits, könnten eine Erweiterung des theoretischen Modells und eine entsprechend angepasste Geometrie des Elektronenstrahls auch Messungen mit einem einzigen Strahl ermöglichen.



---

# Literaturverzeichnis

## Amann 1995

AMANN, Herbert: *Gewöhnliche Differentialgleichungen*. de Gruyter Lehrbücher, Berlin/New York, 1995 (2. Auflage). – ISBN 3-11-01-014582-0

## Becker 2010

BECKER, Frank: *Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Dissertation, Februar 2010. – URL <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2332>

## Blokland 2010

BLOKLAND, W.: NON-INVASIVE BEAM PROFILE MEASUREMENTS USING AN ELECTRON-BEAM SCANNER. In: *Proceedings of HB2010, Morschach, Switzerland* (2010). – URL <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/HB2010/papers/weo2a03.pdf>

## Cihodariu-Ionita 2012

CIHODARIU-IONITA, Bogdan-Florin: *Interferometric Diagnosis of Warm Dense Matter*, TU Darmstadt, Dissertation, Dezember 2012. – URL <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/3291>

## DIPAC 2001

DIPAC 2001, in Grenoble: Current Transformers for GSI's KeV/u to GeV/u Ion Beams – An Overview. URL [http://www-bd.gsi.de/uploads/paper/dip2001\\_paper\\_revised.pdf](http://www-bd.gsi.de/uploads/paper/dip2001_paper_revised.pdf). – Forschungsbericht

## EJ-212

EJ-212: *EJ-212 Plastic Scintillator*. ELJEN TECHNOLOGY, 1300 W Broadway, Sweetwater TX 79556 USA. – URL <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/plastic-scintillators/64-ej-212>

## FAIR 2014

FAIR: *Strahleigenschaften an der Beschleunigeranlage FAIR*. Internet Präsenz. 2014. – URL [https://www.gsi.de/start/fair/aufbau\\_der\\_fair\\_beschleunigeranlage/strahleigenschaften.htm](https://www.gsi.de/start/fair/aufbau_der_fair_beschleunigeranlage/strahleigenschaften.htm)

## Forck 2006

FORCK, Peter: *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*, URL [http://www-bd.gsi.de/conf/juas/juas\\_script.pdf](http://www-bd.gsi.de/conf/juas/juas_script.pdf), 2006

## Frank et al. 2010

FRANK, A. ; BLAŽEVIĆ, A. ; GRANDE, P. L. ; HARRES, K. ; HESSLING, T. ; HOFFMANN, D. H. H. ; KNOBLOCH-MAAS, R. ; KUZNETSOV, P. G. ; NUERNBERG, F. ; PELKA, A. ; SCHAUMANN, G. ; SCHIWETZ, G. ; SCHOEKEL, A. ; SCHOLLMEIER, M. ; SCHUMACHER, D. ; SCHUETRUMPF, J. ; VATULIN, V. V. ; VINOKUROV, O. A. ; ROTH, M.: Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma. In: *Phys. Rev. E* **81** (2010), Feb, Nr. 2, S. 026401. – URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.81.026401>

## FRANZ-Home

FRANZ-HOME: *Frankfurt Neutron Source–FRANZ*. – URL <http://exp-astro.physik.uni-frankfurt.de/franz/p1.html>. – Internet Präsenz – 2013

## GSI

GSI, Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH: *Internet Präsenz*. – URL <http://www.gsi.de>. – 2014

## Hayen 1968

HAYEN, Jürgen: Strahlungsschäden in Anthrazen und Plastiksintillator NE 102A bei Beschuß mit Elektronen von 4 bis 10 keV. In: *Zeitschrift für Physik* **210** (1968), Nr. 2, S. 182–192. – URL <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBF01379832>

## Hoffmann et al. 2005

HOFFMANN, DHH ; BLAZEVIC, A. ; NI, P. ; ROSMEJ, O. ; ROTH, M. ; TAHIR, NA ; TAUSCHWITZ, A. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WEYRICH, K. et al.: Present and future perspectives for high energy density physics with intense heavy ion and laser beams. In: *Laser and Particle Beams* **23** (2005), Nr. 01, S. 47–53. – URL <http://journals.cambridge.org/action/displayAbstract?fromPage=online&aid=310085>

## Hug 2011

HUG, Alexander: *Thermodynamische Eigenschaften von schwerionengeheizten hochschmelzenden Metallen*, TU Darmstadt, Dissertation, Mai 2011. – URL <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/2356>

## Kausch-Blecken 1960

KAUSCH-BLECKEN, Hans-Henning: Die Lichtausbeute organischer Szintillatoren für Elektronen von 1 bis 12 keV. In: *Zeitschrift für Physik* **160** (1960), Nr. 5, S. 520–526. – URL <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBF01327857>

## Kozyreva 2003

KOZYREVA, Anna: *Creation of High Energy Density in Matter with Heavy Ion Beams for Equi-*

---

tion of State Studies, TU Darmstadt, Dissertation, Dezember 2003. – URL <http://elib.tu-darmstadt.de/diss/000436>

### Ling 2011

LING, Johannes: *Entwicklung, Aufbau und Test eines kontaktfreien Messverfahrens zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit dichter Plasmen*, TU Darmstadt, Dissertation, Februar 2011. – URL <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/2481>

### MathWorld 2014

MATHWORLD: *Abel Transform.* Webseite. 2014. – URL <http://mathworld.wolfram.com/AbelTransform.html>

### Menzel 2006

MENZEL, Jurij: *Interferometrische Geschwindigkeitsmessungen an schwerionengetriebenen Targets*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2006. – URL [http://www-alt.gsi.de/forschung/pp/pub/thesis/DIP\\_Menzel\\_2006.pdf](http://www-alt.gsi.de/forschung/pp/pub/thesis/DIP_Menzel_2006.pdf)

### Meusel et al. 2007

MEUSEL, O. ; BECHTOLD, A. ; CHAU, L.P ; HEILMANN, M. ; PDLECH, H. ; RATZINGER, U. ; SCHEMP, A. ; WIESNER, C. ; VOLK, K. ; HEIL, M ; PLAG, R. ; REIFARTH, R. ; STIEBING, K. ; STROTH, J. ; KÄPPELER, F. ; PETEICH, D.: Proton LINAC for the Frankfurt Neutron Source FRANZ. In: *AT/RD-07* (2007). – URL [http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/P1433\\_CD/datasets/papers/at\\_rd-07.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/P1433_CD/datasets/papers/at_rd-07.pdf)

### Meusel et al. 2006

MEUSEL, O. ; CHAU, LP ; MUELLER, I. ; RATZINGER, U. ; SCHEMP, A. ; VOLK, K. ; ZHANG, C. ; MINAEV, S.: Development of an Intense Neutron Source "FRANZ" in Frankfurt. In: *Proceedings of LINAC 6* (2006), S. 159. – URL <https://www.researchgate.net/publication/234035047>

### Meusel 2006

MEUSEL, Oliver: *Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Dissertation, Februar 2006. – URL <http://publikationen.ub.uni-frankfurt.de/opus4/frontdoor/index/index/docId/2575>

### Mietke 2013

MIETKE, Detlef: *Kathodenstrahlröhre*. 2013. – URL <http://www.elektroniktutor.de/technologien/crt.html>. – Internet Präsenz

### Ni 2006

NI, Pavel: *Temperature Measurment of high-energy-density matter generated by Intense heavy*

---

ion beam, TU Darmstadt, Dissertation, April 2006. – URL <http://elib.tu-darmstadt.de/diss/000720>

#### **PCO 2004**

PCO: *DiCAM-PRO Bedienungsanleitung*. Donaupark 11 D-93309 Kelheim. 2004. – URL [http://www.pco.de/fileadmin/user\\_upload/db/download/MA\\_DPOPID\\_0411.pdf](http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/db/download/MA_DPOPID_0411.pdf)

#### **Pozimski 1997**

POZIMSKI, Jürgen: *Untersuchungen zum Transport raumladungskompensierter niederenergetischer und intensiver Ionenstrahlen mit einer Gabor Plasma-Linse*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Dissertation, November 1997. – URL <http://www.nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:30-93256>

#### **Reeg 1986**

REEG, Hansjörg: *Dimensionierung, Konstruktion, Bau und Erprobung eines elektromagnetisch abgeschirmten Strahltransformators mit einer Zeitkonstanten von etwa 0,5  $\mu$ s*, FH Wiesbaden, Diplomarbeit, 1986. – URL [http://www-bd.gsi.de/uploads/downloads/Dipl\\_HJReeg.pdf](http://www-bd.gsi.de/uploads/downloads/Dipl_HJReeg.pdf)

#### **Roy et al. 2005**

ROY, P. K. ; SIMON, S. Y. ; HENESTROZA, E. ; EYLON, S. ; SHUMAN, D. B. ; LUDVIG, J. ; BIENIOSEK, F. M. ; WALDRON, W. L. ; GREENWAY, W. G. ; VANECEK, D. L. ; HANNINK, R. ; AMEZCUA, M.: Electron-beam diagnostic for space-charge measurement of an ion beam. In: *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005), Nr. 2, S. 023301. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1847392>

#### **Tahir et al. 2007**

TAHIR, N.A. ; SPILLER, P. ; SHUTOV, A. ; LOMONOSOV, I.V. ; GRYAZNOV, V. ; PIRIZ, A.R. ; WOUCHUK, G. ; DEUTSCH, C. ; FORTOV, V. E. ; HOFFMANN, D.H.H. ; SCHMIDT, R.: HEDgeHOB: High-energy density matter generated by heavy ion beams at the future facility for antiprotons and ion research. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **577** (2007), Nr. 1–2, S. 238–249. – URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207003592>

#### **Udrea 2004**

UDREA, Serban: *Elektrische Leitfähigkeit dichter, schwerioneninduzierter Plasmen*, TU Darmstadt, Dissertation, Februar 2004. – URL <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/513>

#### **Varentsov et al. 2008**

VARENTSOV, D. ; FERTMAN, A. D. ; TURTIKOV, V. I. ; ULRICH, A. ; WIESER, J. ; FORTOV, V. E. ; GOLUBEV, A. A. ; HOFFMANN, D. H. H. ; HUG, A. ; KULISH, M. ; MINTSE, V. ; NI, P. A. ; NIKOLAEV,

---

D. ; SHARKOV, B. Y. ; SHILKIN, N. ; TERNOVOI, V. Y. ; UDREA, S.: Transverse Optical Diagnostics for Intense Focused Heavy Ion Beams. In: *Contributions To Plasma Physics* **48** (2008), Nr. 8, S. 586 – 594. – URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/ctpp.200810092/abstract>

**Weyrich et al. 2006**

WEYRICH, K. ; WAHL, H. ; HOFFMANN, D. H. H. ; GOLUBEV, A. A. ; KANTSYREV, A. V. ; SHARKOV, B. Y. ; KULISH, M. ; DUDIN, S. ; MINTSEV, V. B. ; FORTOV, V.: Shockwave-driven, non-ideal plasmas for interaction experiments with heavy-ion beams. In: *Journal of Physics A: Mathematical General* **39** (2006), Nr. 17, S. 4749–4754. – URL <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/27701/>

**wiki 2014**

WIKI: *Abel Transform*. Webseite. 2014. – URL [http://en.wikipedia.org/wiki/Abel\\_transform](http://en.wikipedia.org/wiki/Abel_transform)



---

# Danksagung

Ein besonderes Dankeschön gilt Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann für seine Unterstützung und für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchführen zu können. Ich bedanke mich bei ihm auch ganz herzlich für die freundlichen, persönlichen und fachlichen Gespräche und Hilfestellungen.

Ich möchte mich auch ganz herzlich bei Herrn Dr. Serban Udrea für seine Hilfestellungen und für die Bereitschaft, mich bei allen Problemen zu unterstützen, bedanken. Ihm gilt auch ein besonderes Dankeschön für die gute Betreuung und für seine Hilfe beim Aufbau meines Experiments am FRANZ-Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt am Main sowie für die sorgfältige Korrektur meiner Arbeit.

Ich bedanke mich auch bei Herrn Professor Ulrich Ratzinger, Herrn Dr. Oliver Meusel sowie ihren Mitarbeitern und Studenten für die gute Zusammenarbeit am FRANZ-Beschleuniger und für die gute Arbeitsatmosphäre.

Einen besondern Dank gilt auch Frau Dr. Karin Weyrich, Herrn Dr. Abel Blazevic, Herrn Dr. Simon Busold und Diana Jahn für die Korrektur meiner Arbeit. Herrn Dr. Dmitry Varentsov und allen Kollegen aus der HHT-Gruppe danke ich für ihre Unterstützung und für die nette Arbeitsatmosphäre.

Einen besonderen Dank gilt auch Frau Brigitte Schuster-Gruber für die gute Beratung und für ihre Bereitschaft, mir bei allen Problemen zu helfen.

Ich bedanke mich bei Herrn Dr. Franco Laeri für seine Beratung, ohne die ich höchstwahrscheinlich den Aufnahmetest nicht geschafft hätte.

Ich nutze diese Gelegenheit auch um mich bei allen Professoren, ihren Mitarbeitern und Studenten, denen ich an der TU-Darmstadt, an der GSI oder an der Uni-Frankfurt begegnet bin, für ihre Freundlichkeit zu bedanken.

Ich möchte mich hier auch bei meinen Professoren an der Universität Mohammed I Oujda im Heimatland Marokko und meinen Studienkollegen ganz herzlich bedanken.

Zum Schluss möchte ich mich bei meinen Eltern, meiner Frau und meinen Kindern sowie meinen Verwandten und allen Bekannten, die meinen Werdegang und meine Persönlichkeit wesentlich beeinflusst haben, ganz herzlich bedanken.





---

# Lebenslauf

Name	Said El Moussati
Geburtsdatum/–ort	30.01.1976 / Nador (Marokko)
Familienstand	verheiratet (Vater von zwei Kindern)
Nationalität	deutsch / marokkanisch

---

## Ausbildung

Seit 08/2009	Doktorand an der Technischen Universität Darmstadt (TUD), Institut für Kernphysik, AG Strahlen– und Kernphysik, sowie GSI Darmstadt, Abteilung Plasmaphysik
08 – 12/2013	Durchführung meiner Experimente für die Doktorarbeit am FRANZ– Beschleuniger der Goethe Universität Frankfurt am Main
05/2008 – 05/2009	Masterarbeit an der TUD und GSI, betreut von: Prof. Dr. Dr. h.c/RUS D.H.H. Hoffmann. Master–Abschluss: Master of Science in Physik, Gesamtnote: gut (1,7) , Note der Masterarbeit: sehr gut (1,3) Titel: Schlierendiagnostik von Gasen unter Bestrahlung mit intensiven Ionenstrahlen
07 – 10/2007	Miniforschung an der TUD und GSI, betreut von: Prof. Dr. Dr. h.c/RUS D.H.H. Hoffmann. Titel: Gepulste Stromquelle mit Magnetischer Speicherung für Messungen zur Elektrischen Leitfähigkeit
10/2006 – 05/2009	Master Studium der Physik an der TUD
06/2006	Erfolgreicher Einstufungstest zum Masterstudiengang in Physik
Seit 10/2004	Immatrikulation in Fachbereich Mech. and Proc. Eng. an der TUD
09/2002	Abreise zum Weiterstudium in Deutschland
10/1996 – 06/2001	Studium der Physik in Oujda (Marokko). Uni–Abschluss: Licence in Physik
06/1996	Schul–Abschluss: Abitur in Nador (Marokko)

---

---

## **Berufspraxis**

04/2008 – 07/2009    Tätigkeit als Werkstudent am HHT-Messplatz bei der GSI

10/2008 – 07/2010    Übungsgruppen-Betreuung an der TUD

WiSe 2011/12 u.  
WiSe 2012/13        Vorlesungsassistent, Physik für Elektrotechniker an der TUD

---

## **Sprachen**

Tamazight als Muttersprache

Arabisch als offizielle Sprache

Französisch als erste Fremdsprache

Deutsch in Wort und Schrift

Englisch in Wort und Schrift

---

## **Besondere Fähigkeiten**

Spaß am Kontakt und Austausch mit Menschen.

Zielorientiertes Arbeiten, auch bei besonderen Herausforderungen.

Schnelle Auffassungsgabe und hohe Lernbereitschaft.

---

# Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 09. Juli 2014

---

(S. El Moussati)